ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU MERCREDI 28 MARS 1951.

PRÉSIDENCE DE M. MAURICE JAVILLIER.

MEMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Schéma lagrangien de la théorie du champ soustractif.* Note de M. LOUIS DE BROGLIE.

L'auteur développe un schéma lagrangien de la théorie du champ soustractif selon les idées de M. Podolsky. Il montre que le méson figurant dans le champ soustractif de l'électron pourrait être un méson π et trouve une forme du tenseur impulsion-énergie qui lève les difficultés relatives à la pression de Poincaré.

Divers auteurs, et en particulier M. Podolsky ([1]), ont développé des schémas lagrangiens qui généralisent celui de l'électrodynamique usuelle et qui sont susceptibles d'englober les théories du type « champ soustractif » ([2]). Nous allons exposer un schéma de ce genre.

Nous emploierons des coordonnées d'Univers $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$, $x^4 = ict$; nous représenterons les variances par des indices supérieurs, les indices inférieurs correspondant aux dérivations, de sorte que par exemple $F^{\alpha\beta}_{\gamma}$ signifiera $dF^{\alpha\beta}/dx^{\gamma}$.

Nous prendrons alors comme lagrangien (en l'absence de champ) dans la théorie du champ soustractif, dans le cas où elle fait intervenir deux champs de constantes de masse k_1 et k_2, l'expression

$$(1)\qquad \mathcal{L} = \frac{1}{2}\left[\frac{1}{2}\,\frac{1}{k_1^2+k_2^2}\,F^{\alpha\beta}_{\gamma}F^{\alpha\beta}_{\gamma} + \frac{1}{2}F^{\alpha\beta}F^{\alpha\beta} + \frac{k_1^2 k_2^2}{k_1^2+k_2^2}A^{\alpha}A^{\alpha}\right]$$

avec les relations classiques pour les champs et les potentiels

$$(2)\qquad F^{\alpha\beta} = A^{\alpha}_{\beta} - A^{\beta}_{\alpha}, \qquad A^{\alpha}_{\alpha} = 0, \qquad F^{\alpha\beta}_{\gamma} + F^{\beta\gamma}_{\alpha} + F^{\gamma\alpha}_{\beta} = 0.$$

([1]) B. PODOLSKY et PH. SCWED, *Rev. Mod. Phys.*, 20, 1948, p. 40.

([2]) Notre attention a été attirée sur ce point par M. I. J. HORWATH de Budapest.

Les équations de Lagrange en l'absence de champ seront

$$\frac{\partial^2}{\partial x^\mu \partial x^\nu}\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A^\alpha_{\mu\nu}} - \frac{\partial}{\partial x^\mu}\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A^\alpha_\mu} + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A^\alpha} = 0. \tag{3}$$

En présence d'une charge (supposée ponctuelle), nous ajouterons au second membre le terme $(k_2^2 - k_1^2)/(k_1^2 + k_2^2)j^\alpha$ avec $j^\alpha = \rho_0 u^\alpha$, u étant la vitesse d'univers de la charge et ρ_0 la densité dans le système propre, soit $\varepsilon\delta(r_0)$. Le terme ajouté peut être considéré comme la valeur « pondérée » du courant, compte tenu du fait que, dans la théorie du champ soustractif, $\varepsilon_1 = -\varepsilon_2 = \varepsilon$. On obtient ainsi

$$\frac{1}{k_1^2 + k_2^2} F^{\alpha\beta}_{\beta\gamma^2} - F^{\alpha\beta}_{\beta} + \frac{k_1^2 k_2^2}{k_1^2 + k_2^2} A^\alpha = \frac{k_2^2 - k_1^2}{k_1^2 + k_2^2} j^\alpha. \tag{4}$$

Pour voir si (4) contient la solution que nous avons envisagée dans la théorie du champ soustractif [3], cherchons une solution de la forme $\vec{A} = \vec{A}_{(1)} + \vec{A}_{(2)}$ avec

$$(\Box + k_1^2) A^\alpha_{(1)} = j^\alpha, \qquad (\Box + k_2^2) A^\alpha_{(2)} = -j^\alpha. \tag{5}$$

On trouve alors

$$(\Box + k_1^2)(\Box + k_2^2) A^\alpha = (k_2^2 - k_1^2) j^\alpha, \tag{6}$$

et comme $F^{\alpha\beta}_{\beta} = A^\alpha_{\beta\beta} - A^\beta_{\alpha\beta} = -\Box A^\alpha$, on retombe sur l'équation (4) qui admet donc la solution envisagée.

Adoptant le point de vue développé dans nos travaux antérieurs, nous écrirons l'équation (4) sous la forme

$$-F^{\alpha\beta}_{\beta} = J^\alpha, \tag{7}$$

avec

$$J^\alpha = \frac{1}{k_1^2 + k_2^2}\left[(k_2^2 - k_1^2) j^\alpha - F^{\alpha\beta}_{\beta\gamma^2} - k_1^2 k_2^2 A^\alpha\right], \tag{8}$$

d'où $J^\alpha_\alpha = j^\alpha_\alpha = 0$.

J^α représente le courant total correspondant à nos conceptions. Calculons dans le cas d'une charge ponctuelle immobile la composante de temps $\sigma = J^4/i$ en fonction de $\rho = j^4/i$.

$$\begin{aligned}\sigma &= \frac{1}{k_1^2 + k_2^2}\left[(k_2^2 - k_1^2)\rho + \Delta \operatorname{div}\vec{E} - k_1^2 k_2^2 V\right] \\ &= \frac{1}{k_1^2 + k_2^2}\left[(k_2^2 - k_1^2)\rho - \Delta(k_1^2 V_1 + k_2^2 V_2) - k_1^2 k_2^2 (V_1 + V_2)\right] \\ &= -k_1^2 V_1 - k_2^2 V_2,\end{aligned} \tag{9}$$

car $\Delta V_1 = k_1^2 V_1 - \rho$ et $\Delta V_2 = k_2^2 V_2 + \rho$. Nous retrouvons donc bien l'expression

---

([3]) Voir *Portugaliae Mathematica*, **8**, 1949, p. 37 et *Journal de Physique*, **11**, 1950, p. 481.

de la densité de charge σ que nous avions donnée dans nos travaux antérieurs et d'où a disparu le terme en ρ, donc la fonction singulière $\delta(r)$ de Dirac, source de fâcheuses divergences.

Passons au tenseur impulsion-énergie. Le schéma lagrangien conduit naturellement à envisager l'expression non symétrique

$$(10)\qquad \begin{aligned} T^{\mu\nu} &= \delta_{\mu\nu}\mathcal{L} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A^{\alpha}_{\mu}} A^{\alpha}_{\nu} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A^{\alpha}_{\beta\mu}} A^{\alpha}_{\beta\nu} + \frac{\partial}{\partial x^{\beta}}\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A^{\alpha}_{\mu\beta}}\right) A^{\alpha}_{\nu} \\ &= \delta_{\mu\nu}\left[\frac{1}{4}\frac{1}{k_1^2+k_2^2} F^{\alpha\beta}_{\gamma} F^{\alpha\beta}_{\gamma} + \frac{1}{4} F^{\alpha\beta} F^{\alpha\beta} + \frac{1}{2}\frac{k_1^2 k_2^2}{k_1^2+k_2^2} A^{\alpha} A^{\alpha}\right] - F^{\alpha\mu} A^{\alpha}_{\nu} \\ &\quad + \frac{1}{k_1^2+k_2^2}\left[\frac{1}{2}\left(F^{\alpha\beta}_{\mu\beta} + F^{\alpha\mu}_{\beta\beta}\right) A^{\alpha}_{\nu} - \frac{1}{2}\left(F^{\alpha\beta}_{\mu} + F^{\alpha\mu}_{\beta}\right) A^{\alpha}_{\beta\nu}\right]. \end{aligned}$$

Appliquons cette formule à la charge électrique ponctuelle à champ soustractif. On a $k_2 \gg k_1$ et $k_1 \simeq 0$. Dans le système propre de la charge, les dérivées par rapport au temps sont nulles et l'on trouve pour l'énergie W_0

$$(11)\qquad \begin{aligned} W_0 &= -\int T^{44}\, d\tau = -\int\left[\frac{1}{2}\frac{1}{k_1^2+k_2^2} F^{i4}_{j} F^{i4}_{j} + \frac{1}{2} F^{i4} F^{i4}\right] d\tau \\ &= \int \frac{1}{2} E^2\, d\tau + \frac{1}{2}\frac{1}{k_1^2+k_2^2}\int (\Delta V)^2\, d\tau \\ &= \int \frac{1}{2} E^2\, d\tau + \frac{1}{2}\frac{1}{k_1^2+k_2^2}\int (k_1^2 V_1 + k_2^2 V_2)^2\, d\tau \\ &= \int \frac{1}{2} E^2\, d\tau + \frac{\varepsilon^2 k_2^2}{4} = \frac{\varepsilon^2 k_2^2}{2}. \end{aligned}$$

Cette expression de W_0 est le double de l'expression $\int \frac{1}{2} E^2\, d\tau$ que nous avions admise dans nos essais antérieurs; elle conduit donc pour la masse du méson intervenant dans le champ soustractif de l'électron non plus à la valeur $4 \times 137\, m_0 = 548\, m_0$, mais à la valeur $2 \times 137\, m_0 = 174\, m_0$, qui est sensiblement égale à la masse du méson π.

Enfin, il est facile de vérifier, comme cela résulte d'ailleurs directement de la première définition (10) de $T^{\mu\nu}$ que l'on a la relation

$$(16)\qquad T^{\mu\nu}_{\mu} = 0.$$

On sait que, lorsque cette condition est satisfaite pour le champ d'une charge électrique à symétrie sphérique, on en déduit que dans le système propre de la charge on a

$$(17)\qquad \int T^{ii}\, d\tau = 0 \qquad (i = 1, 2, 3).$$

Il est d'ailleurs facile de vérifier (17) en partant de la définition (10). Le principe de l'inertie de l'énergie est alors satisfait [1]. Le schéma lagrangien de la

---

[1] Sur cette question, *voir* le livre de R. Becker, *Théorie des Électrons*, Paris, Alcan, 1938, p. 388.

théorie du champ soustractif que nous venons de développer introduit ainsi automatiquement une « pression de Poincaré » qui assure la vérification de la relation (16).

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur l'obtention d'alliages pulvérulents de chrome et de manganèse.* Note (*) de MM. **Pierre Jolibois** et **Bernard Fleureau**.

De nombreux essais ont été entrepris pour obtenir la réduction des oxydes de chrome et de manganèse par l'hydrogène. La bibliographie complète de cette question en ce qui concerne le chrome a été donnée par Trombe ([1]) puis par Grube et Flad ([2]).

Le premier de ces auteurs a réussi à obtenir du chrome fondu au four solaire; les seconds ont montré qu'en réduisant l'oxyde de ce métal par de l'hydrogène très soigneusement desséché, on obtient le métal avec une grande lenteur dès 950°. Nous avons reproduit et vérifié ces derniers travaux dans l'appareil à réduction qui avait déjà été employé par l'un de nous ([3]) dans la réduction des phosphates. La courbe 2 relative à l'oxyde de chrome indique à 980° une absorption très visible d'hydrogène.

Nous avons dans le même appareil obtenu facilement des alliages de fer et de chrome pulvérulent; il suffit de réduire le produit de la calcination d'un mélange de nitrates dans les proportions choisies à l'avance pour obtenir un rapport Fe/Cr déterminé dans l'alliage à préparer. Alors que la réduction de l'oxyde ferrique est rapide (courbe 1), celle des mélanges oxyde ferrique-oxyde chromique, même avec une faible proportion de chrome, est très lente ainsi que celle de l'oxyde de chrome pur (courbe 2). Aux fortes proportions de chrome, on obtient des alliages qui cessent d'être ferromagnétiques ainsi que cela a été constaté par Wever et Jellinghaus ([4]) à partir de 75 %. Ce procédé possède sur l'aluminothermie autrefois employée pour préparer ces alliages, l'avantage de donner des produits d'une grande pureté que l'on peut fritter après la réduction.

Les essais pour obtenir le manganèse par réduction des oxydes au moyen de l'hydrogène, ont toujours été infructueux. Aoyama ([5]) a étudié la réaction d'équilibre $MnO + H_2 \rightleftharpoons Mn + H_2O$ et a montré qu'au voisinage de 1200° la pression de vapeur d'eau devait être inférieure à des nombres de l'ordre de 10^{-4} atmosphères pour que la réduction soit possible. Ce résultat est visible quali-

---

(*) Séance du 19 mars 1951.

([1]) Trombe et Foex, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 2294.

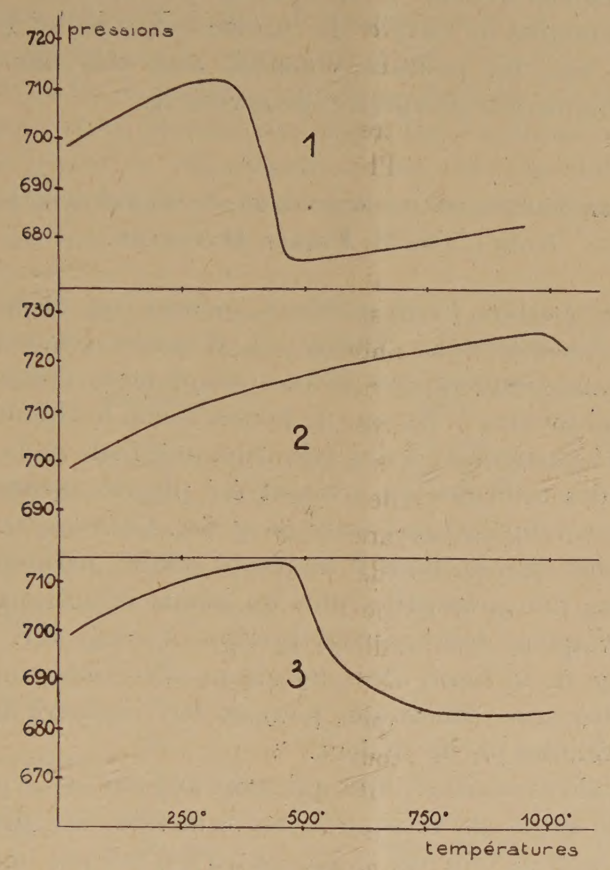
([2]) *Zeit. für Elektrochemie und ang. phys. ch.*, 45, 1939, p. 835.

([3]) P. Jolibois et J. C. Hutter, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1389-1390

([4]) *Mitt. Kais. Wilh. Ins. für Eisenf.*, 13, 1931, p. 143.

([5]) Aoyama et Oka, *Sci. Rep. Tohoku Imp. Univ.*, 22, 1933, p. 824.

tativement sur les courbes du mémoire de Dannat et Ellingham (6) où l'on peut apercevoir que le manganèse est à l'extrême limite des métaux dont l'énergie libre de combinaison des oxydes rend ceux-ci susceptibles d'une réduction.



Réduction des oxydes Fe_2O_3 (1); Cr_2O_3 (2); du mélange Fe_2O_3, Mn_3O_4 (3).

Néanmoins, les mélanges d'oxyde de fer et oxyde de manganèse peuvent être réduits en atmosphère très bien desséchée ainsi que le montre la courbe 3 relative à un mélange où les deux métaux sont dans un rapport atomique égal à 1. Cette proportion semble être la limite au delà de laquelle la réduction devient impossible. Rien dans le diagramme de fusibilité établi par Gayler (7) n'explique la valeur de cette limite. On peut tout de même conclure que la présence du fer entraîne la réduction de l'oxyde de manganèse et que le phénomène se passe avec une vitesse très acceptable avant 800°.

Dans ce cas (alliages de fer et de manganèse), la réduction des deux oxydes a lieu simultanément, car dans les courbes d'absorption d'hydrogène en fonc-

(6) *Discussion of the Faraday Society*, 4, 1949, p. 126.

(7) *Journal Iron Steel Inst.*, **128**, 1933, p. 293.

tion de la température, on ne peut distinguer les deux phénomènes par des stades différents.

Il n'en est pas de même dans le cas du fer et du chrome. Le fer se réduit le premier et sa présence à l'état métallique ne semble avoir qu'une faible influence sur la réduction de l'oxyde de chrome qui se réduit 400° plus haut.

Dans les deux cas, les poudres obtenues sont très homogènes. Nous étudierons ultérieurement leurs spectres de rayons X.

CYTOLOGIE. — *Observations sur la destruction du chondriome par la chaleur.* Note (*) de M. **Pierre Dangeard.**

On a considéré parfois le chondriome comme un élément cellulaire particulièrement sensible à la chaleur ([1]), d'autres travaux ont conclu à une résistance aux températures élevées simplement comparable à celle du protoplasme lui-même ([2]). En vue de rechercher si le chondriome présentait une sensibilité particulière à une élévation anormale de la température, nous avons fixé des radicules qui avaient été placées, pendant un temps variable, à diverses températures entre 40 et 60°. Ces températures étaient choisies parmi celles qui, au bout d'un temps donné, permettent la survie des radicules dans une proportion plus ou moins importante des cas, ou bien encore provoquent leur nécrose presque à coup sûr. On se tenait donc au voisinage de la limite des altérations réversibles, notre but final étant de rechercher si le chondriome pouvait être régénéré après avoir été détruit dans les cellules par la chaleur.

Les plantes étudiées étaient celles qui nous avaient servi précédemment pour apprécier le degré de résistance des radicules aux diverses températures ([3]). Les résultats obtenus montrent qu'il n'y a pas une température particulière causant la destruction du chondriome, mais que ce dernier peut être détruit à des températures très diverses si le temps d'action est suffisant. Naturellement, ce temps d'action est d'autant plus court que la température est plus élevée. Ainsi, dans toutes les plantes étudiées, le chondriome est détruit très rapidement, souvent en moins d'une minute, entre 55° et 60°. Pour des températures moins élevées le délai nécessaire pour détruire le chondriome peut être de une heure ou davantage, mais il est très remarquable alors de constater, dans certains cas, la destruction complète du chondriome à une température ne dépassant pas 42°. Le tableau ci-joint donne, pour un certain nombre de plantes, les tempéra-

---

(*) Séance du 19 mars 1951.

([1]) A. Policard et G. Mangenot, *Comptes rendus*, 174, 1922, p. 645.

([2]) A. Famin, *Thèse*, Paris, 1933, p. 1-202.

([3]) *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 913.

tures et les temps d'action nécessaires pour une destruction complète du chondriome dans les méristèmes radiculaires; autant qu'il a été possible de le préciser, ces chiffres correspondent à des conditions tout juste suffisantes pour obtenir le résultat enregistré, mais il faut souligner que cette limite échappe souvent à une détermination exacte en raison de différences individuelles importantes dont la signification n'apparaît pas pour l'instant. Afin de mettre en évidence les rapports entre la destruction du chondriome et la nécrose des tissus on a indiqué, en face de chaque résultat concernant le chondriome l'effet sur l'ensemble de la radicule aboutissant soit à la nécrose, soit à une survie possible, soit même à une survie plus ou moins assurée.

Tableau donnant quelques températures et quelques temps d'action correspondant à la destruction du chondriome dans les méristèmes radiculaires.

	Température.	Durée.	Observations.
Pin maritime.	47°	40 min.	Survie possible
	50	10 »	»
	54	8 »	»
	58	45 sec.	»
Maïs.	42	5 h. à 24 h.	Survie
	43	1 h.	»
	47	15 min.	Survie possible
	58	1 »	»
Fève.	58	15 sec.	Nécrose
Lupin blanc.	42	1 h.	Survie possible
	58	15 sec.	Nécrose
Pois.	42	1 h.	Survie possible
	50	2 min. 30 sec.	»
Haricot.	54	1 min.	»
Ricin.	42	1 h.	»
	54	1 min. 30 sec.	»
	58	30 sec.	Nécrose

Le dernier cas, celui dans lequel des radicules traitées dans des conditions où leur chondriome est vraisemblablement détruit, accusent cependant un pourcentage important de survies est particulièrement intéressant. Il permet de supposer que le chondriome, après avoir été détruit, se rétablit dans les cellules au bout d'un certain temps.

Le chondriome est parfois plus résistant : c'est ainsi que dans la Fève les radicules sont tuées par un séjour de deux minutes seulement dans l'eau à 47°. Or le chondriome est conservé dans les cellules de ces radicules fixées aussitôt; il est même conservé dans les radicules ayant séjourné 3 ou 4 minutes à 47° et la destruction qui intervient finalement est tardive;

elle accompagne ou suit la nécrose des tissus et ne la précède pas comme on aurait pu le supposer. Il peut donc y avoir nécrose sans destruction préalable des mitochondries comme aussi destruction des mitochondries sans effet nocif irréparable au moins immédiatement.

Le chondriome des diverses cellules de la radicule n'a pas partout la même sensibilité. D'une manière générale les cellules méristématiques sont les premières atteintes, ce qui ne veut pas dire qu'elles soient plus sensibles que d'autres à la nécrose thermique bien au contraire et les cellules différenciées sont souvent détruites d'une manière préférentielle à certaines températures.

La destruction du chondriome peut intervenir sans qu'on observe de stades d'altération préalables bien définis et le chondriome disparaît après être devenu de moins en moins colorable sous la forme de très petites mitochondries granuleuses; mais nous avons noté aussi des états très nets de cavulation dans certains cas sous l'influence de la chaleur : le chondriome se raréfie et les mitochondries restantes sont transformées en petites vésicules. Lorsque le chondriome est détruit il ne reste en général aucun résidu identifiable au sein du cytoplasme; ce dernier semble homogène. L'aspect général des cellules ainsi privées de chondriome, le fait qu'elles ne sont ni plasmolysées, ni contractées ou seulement très peu, la comparaison avec les cellules mortes à cytoplasme coagulé, hyperchromatiques, montrent que le stade de la nécrose n'a pas été atteint. On doit en conclure que le chondriome peut être détruit dans des cellules encore vivantes.

M. **Louis de Broglie** fait hommage à l'Académie de l'Ouvrage intitulé : *Savants et découvertes*, qu'il vient de publier.

CORRESPONDANCE.

M. **Georges Guillain** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section de médecine et chirurgie, par le décès de M. *Hyacinthe Vincent*.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Conseil international de documentation du Bâtiment. *Première Assemblée générale*. Paris, 1950.

2° *Étude sur l'importance clinique des diverticules du duodénum*, par Nils Andolf (Thèse, Uppsala).

3° *On astronomic, photogrammetric and trigonometric refraction*, by AXEL LEIJONHUFVUD (id.).

4° *Some news aspects of the polymolybdates*, by INGVAR LINDQVIST (id.).

5° *Studies in growth and cellulolytic enzymes of tricholoma*, by BIRGITTA NORKRANS (id.).

6° *Effects of exercise on adult articular cartilage*, by JOSEF SÄÄF (id.).

THÉORIE DU POTENTIEL. — *Caractérisation des champs vectoriels qui s'annulent sur une frontière fermée*. Note (*) de M. **CLIFFORD TRUESDELL**, transmise par M. Jacques Hadamard.

Étant donnés un vecteur $\vec{w}$ et un scalaire θ, définis dans un volume V, nous cherchons une condition pour qu'il existe un vecteur $\vec{v}$, *s'annulant sur la frontière* S *de* V, tel que $\text{rot}\,\vec{v} = \vec{w}$, $\text{div}\,\vec{v} = \theta$.

Soit V un domaine fini à connexion simple, dont la frontière est S. Nous l'admettons suffisamment régulier, en sorte que, pour une certaine classe C′ de champs $\vec{v}$ dans V, soit valide la transformation de Green, et qu'il existe une solution du problème de Dirichlet à données continues et que, dans chaque aire réductible sur S, soit valide la transformation de Stokes. Soit C'_0 la classe des $\vec{v} \in C'$ qui *s'annulent sur* S. Soit H la classe des $\vec{h} = \text{grad}\,\Phi$, $\nabla^2\Phi = 0$ dans V.

THÉORÈME. — *Étant donnés une fonction* θ *qui satisfait à une condition de Hölder dans* V, *et un champ vectoriel* $\vec{w}$ *solénoïdal* $\left(\text{div}\,\vec{w} = 0\right)$, *dont les dérivées premières existent et satisfont à une condition de Hölder dans* V, *pour qu'il existe un champ* $\vec{v} \in C'_0$ *tel que* $\text{div}\,\vec{v} = \theta$, $\text{rot}\,\vec{v} = \vec{w}$, *il faut et il suffit que, pour tout* $\vec{h} \in$ H,

$$(1)\qquad \int_V \left[\vec{h}\theta - \vec{h} \wedge \vec{w}\right] dV = 0, \qquad w_n = 0,$$

w_n *étant la composante normale de* $\vec{w}$ *sur* S.

LEMME 1. — *Soit* $\vec{u} \in C'$, $\vec{w}' \equiv \text{rot}\,\vec{u}$, $w'_n = 0$ *sur* S. *Il existe alors une fonction f définie sur* S *et ayant pour gradient sur* S *la composante tangentielle* $\vec{u}_t$ *de* $\vec{u}$.

Démonstration. — Du théorème de Stokes résulte

$$0 = \int_{S'} w'_n \, dS = \oint_C \vec{u}_t \times \vec{dl},$$

(*) Séance du 19 mars 1951.

pour toute aire réductible S' sur S. En conséquence de nos hypothèses concernant S, l'intégrale $\int \vec{u}_t \times d\vec{l}$ à limite supérieure variable définit une fonction continue f, uniforme sur S, et $\vec{u}_t$ est le gradient de f sur S.

LEMME 2. — *Sous les hypothèses du théorème concernant* $\vec{w}$, *et* θ, *de* $(1)_2$ *il suit qu'il existe un* $\vec{v}' \in C'$ *tel que* $\text{rot}\,\vec{v}' = \vec{w}$, $\text{div}\,\vec{v}' = \theta$, $v'_t = 0$.

Démonstration résumée. — Définissons $4\pi\vec{u} \equiv -\,\text{grad}\int \theta\, dV/r + \text{rot}\int \vec{w}\, dV/r$. On peut démontrer [1] que $\text{div}\,\vec{u} = \theta$, $\text{rot}\,\vec{u} = \vec{w}$, et que $\vec{u}$ est continu sur S. De $(1)_1$ et du premier lemme il suit que $\vec{u}_t$ est le gradient d'une certaine fonction f sur S. Notre but est atteint par $\vec{v}' \equiv \vec{u} - \text{grad}\,\Phi$, où Φ est la solution du problème de Dirichlet pour V qui prend la valeur $\Phi = f$ sur S.

Démonstration du théorème. — La transformation de Green nous donne, pour $\vec{h} \in H$, $\vec{v} \in C'$, $\vec{w} \equiv \text{rot}\,\vec{v}$, $\theta \equiv \text{div}\,\vec{v}$,

$$\oint \left[(d\vec{S} \times \vec{v})\vec{h} + (d\vec{S} \times \vec{h})\vec{v} - d\vec{S}(\vec{h} \times \vec{v}) \right] = \int \left[\vec{h}\theta - \vec{h} \wedge \vec{w} \right] dV, \tag{2}$$

dont suit, en supposant $\vec{v} \in C'_0$, la nécessité [2] de $(1)_1$. La nécessité de $(1)_2$ est bien connue. Afin de démontrer la suffisance de (1), formons le champ $\vec{v}' \in C'$ du second lemme et insérons-le en place de $\vec{v}$ dans l'identité (2). En notant que $\text{div}\,\vec{v}' = \text{div}\,\vec{v} = \theta$, $\text{rot}\,\vec{v}' = \text{rot}\,\vec{v} = \vec{w}$, de (1) et de (2) suit

$$\oint_S (d\vec{S} \times \vec{v}')\vec{h} + \oint_S \left[(d\vec{S} \times \vec{h})\vec{v}' - d\vec{S}(\vec{h} \times \vec{v}') \right] = 0. \tag{3}$$

Mais puisque $v'_t = 0$, nous avons $\vec{h} \times \vec{v}' = h_n v'$, $d\vec{S} v' = dS \vec{v}'$, et par conséquent

$$(d\vec{S} \times \vec{h})\vec{v}' - d\vec{S}(\vec{h} \times \vec{v}') = dS\, h_n \vec{v}' - dS\, h_n \vec{v}' = 0,$$

et puisque $d\vec{S} \times \vec{v}' = dS\, v'$, la formule (3) devient $\oint dS\, v' \vec{h} = 0$. Donc

$$\oint dS\, v' h_x = 0.$$

Mais $h_x = -\partial\Phi/\partial x$ est aussi fonction harmonique. Puisque le problème de Dirichlet peut être résolu en V, h_x peut prendre des valeurs arbitraires continues sur S, et en conséquence il faut que $v' = 0$ sur S, donc $\vec{v}' \in C'_0$.

C. Q. F. D.

---

[1] On peut s'aider des résultats des paragraphes 8, 13-14 de Kap. III de L. Lichtenstein, *Grundlägen der Hydromechanik*, Berlin, 1929.

[2] Le cas $\theta = 0$ a été constaté par M. BERKER, *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 1630-1632 (*voir* théorème IV).

Le cas de $\vec{w} = \text{grad}\, r^{-1}$ montre que la condition $(1)_1$ n'est pas suffisante à elle seule.

TOPOLOGIE. — *Sur une propriété globale des variétés minima d'un espace de Cartan.* Note (*) de M. **Georges Reeb**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

L'objet de cette Note est d'indiquer une propriété globale des variétés minima d'un espace de Cartan, qui est analogue à la propriété suivante des géodésiques d'un espace de Finsler : *le flux géodésique n'admet pas de variété transversale compacte* [*cf.* ([1]), propriété 1].

1. Espaces de Cartan, variétés minima. (Rappel de définitions). — Soit $V_n (n \geqq 2)$ une variété à n dimensions ([2]). On désigne par $V_{2n}[V^*_{2n}]$ l'espace des $(n-1)$-vecteurs contrevariants covariants tangents à V_n; la fibre de cet espace fibré est isomorphe à $R^n[R^{n*}$ dual de $R^n]$, sa base est V_n; on désigne par P la projection canonique de $V_{2n}[V^*_{2n}]$ sur V_n. Tout système de coordonnées locales (x_i) de V_n se prolonge de façon naturelle en un système de coordonnées locales $(x_i, u_{1,\ldots,i-1,i+1,\ldots,n})[(x_i, p_{1,\ldots,i-1,i+1,\ldots,n} = p_i)]$ de $V_{2n}[V^*_{2n}]$.

Une structure d'espace de Cartan (F_{n-1}) dans V_n est définie par la donnée d'une fonction numérique $f(x, u)$ sur V_{2n} vérifiant la condition suivante :

La restriction $\varphi_x(u)$ *de* $f(x, u)$ *à* $R^n_x = P^{-1}(x)$ *est une norme sur la fibre* R^n_x.

A une structure (F_{n-1}) sur V_n est associé un problème de calcul des variations portant sur une intégrale $(n-1)$-uple J; les variétés extrémales de J sont appelées variétés minima.

Au lieu de définir (F_{n-1}) par la fonction $f(x, u)$, on peut se donner la fonction $f^*(x, p)$ sur V^*_{2n} telle que $\varphi^*_x(p) = f^*(x, p)$ soit la norme associée à $\varphi_x(u)$ dans le dual R^{n*}_x de R^n_x. L'équation $f^*(x, p) = 1$ définit un sous-espace W_{2n-1} de V^*_{2n}. La projection P définit W_{2n-1} comme variété fibrée, de base V_n, dont la fibre est homéomorphe à la sphère à $n-1$ dimensions. A tout $(x, p) \in W_{2n-1}$ on associe le point $(x, u) \in V_{2n}$, où u est la forme linéaire sur R^{n*}_x égale à la forme induite dans R^{n*}_x par df^*. On identifie (x, p) avec (x, u).

2. Système différentiel des variétés minima. — La forme

$$\theta = \Sigma p_i\, dx_1 \wedge \ldots dx_{i-1} \wedge dx_{i+1} \ldots \wedge dx_n$$

est intrinsèquement ([3]) liée à V_{2n}. On pose $\Omega = d\theta$; on désigne par $\theta(f)$

(*) Séance du 19 mars 1951.

([1]) G. Reeb, *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 969.

([2]) Les hypothèses de différentiabilité convenables sont faites implicitement.

([3]) Il est facile de donner une définition directe de θ. Par exemple on peut écrire $\theta(x, p) = P^*(p)$. (On désigne par p^* ou q'^* les transposées des applications p ou q'.)

et $\Omega(f)$ les formes induites par θ et Ω dans W_{2n-1}. Soit V_{n-1} une variété compacte orientée à $n-1$ dimensions (avec bord). Soit q une application de rang $n-1$ de V_{n-1} dans V_x et soit q' le prolongement de q aux éléments de contact (positifs) à $n-1$ dimensions de V_{n-1}, (q' est donc une application de V_{n-1} dans W_{2n-1}). On vérifie que l'intégrale J est équivalente à $\int_{V_{n-1}} q'^{\star}\theta(f)$([2]). Soit Γ l'ensemble des $(n-1)$-vecteurs complètement décomposables V_{n-1}, tangents à W_{2n-1}, vérifiant la relation

$$\omega(v_{n-1}) \equiv i(v_{n-1})\,\Omega(f) = 0, \tag{1}$$

où $i(v)$ désigne l'opération de produit intérieur par v.

Lemme. — *Les variétés intégrales à $n-1$ dimensions de Γ se projettent sur V_n selon les variétés minima de* (F_{n-1}) ([4])

3. Propriété globale de Γ. — Définition. — *Une variété orientée W_n à n dimensions plongée dans W_{2n-1} sera appelée variété transversale de Γ, si aucun élément v_{n-1} de Γ ne lui est tangent.*

Théorème. — *Il n'existe pas de variété transversale compacte de* Γ.

En effet soit W_n une variété transversale compacte. Comme $\int W_n\Omega(f) = 0$ il existe un ensemble non vide E de points y de W_n tels que $i[v_n(y)]\,\Omega(f) = 0$ pour les n-vecteurs $v_n(y)$ tangents à W_n en y. Soit v_{n-1} un $(n-1)$-vecteur complètement décomposable contenu dans l'élément de contact défini par $v_n(y)$. La forme linéaire $\omega(v_{n-1})$ s'annule sur $v_n(y)$. L'examen des dimensions montre dès lors qu'il existe v_{n-1} tel que $\omega(v_{n-1}) = 0$, ce qui achève la démonstration.

Application du théorème. — On suppose que V_n est compact et orienté. Soit E_{n-1} un champ d'éléments de contact orientés à $n-1$ dimensions, sans singularités, complètement intégrable défini sur V_n. *Il existe un ensemble non vide* E *de points x de V_n tel que la variété intégrale de E_{n-1} issue $x \in E$ ait un contact du second ordre avec l'une des variétés minima tangentes en x à* $E_{n-1}(x)$ ([6]), ([7]).

Soit γ l'application qui associe à tout point x de V_n le point de W_{2n-1} correspondant à l'élément de contact $E_{n-1}(x)$ du champ E_{n-1}. Il suffit d'appliquer le théorème à $\gamma(V_n)$.

([4]) Le lemme résulte de la théorie classique; *cf.* de Donder, *Théorie invariantive du calcul des variations*, Paris, 1930.

([5]) Si le complémentaire de E n'est pas vide, il contient au moins deux composantes connexes.

([6]) Cet énoncé reste valable si E_{n-1} a un nombre fini de points singuliers [*cf.* ([7])].

([7]) G. Reeb, *Comptes rendus*, **231**, 1950, p. 101. Les formes θ et Ω de ([7]) sont précisément les formes induites dans $\gamma(V_n)$ par $\theta(f)$ et $\Omega(f)$, dans le cas particulier où f est l'élément de volume (à $n-1$ dimensions) d'un espace de Riemann.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Sur les structures presque hermitiennes isotropes.* Note (*) de M. **Charles Ehresmann** et Mlle **Paulette Libermann**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Les structures presque hermitiennes « isotropes » sont localement équivalentes à une structure d'espace hermitien elliptique, hyperbolique ou linéaire, ou à une structure presque hermitienne sur S_6.

Soit V_{2n} une variété réelle trois fois différentiable, de dimension $2n$. Supposons définie sur V_{2n} une structure presque hermitienne [1], Localement cette structure est définie par n formes de Pfaff $\omega_1, \ldots, \omega_n$, à valeurs complexes, formant avec l'ensemble des formes conjuguées $\overline{\omega}_1, \ldots, \overline{\omega}_n$ un système de formes indépendantes, la forme d'Hermite étant définie par $ds^2 = \Sigma\overline{\omega}_i\omega_i$. La même structure peut être déterminée par n formes de Pfaff ω'_i, où $\omega'_i = \Sigma u_{ij}\omega_j$, les u_{ij} étant des fonctions locales sur V_{2n} définissant en chaque point une transformation unitaire $\Sigma u_{ij}\overline{u}_{ik} = \delta_{jk}$. Aux n formes ω'_i correspond en chaque point une base duale de l'espace tangent, appelée repère unitaire.

On peut déterminer d'une façon unique des formes ω_{ij}, linéaires en ω_i et $\overline{\omega}$ et vérifiant les équations [2] :

$$(1)\quad \begin{cases} d\omega_i = \Sigma\omega_j \wedge \omega_{ji} + \Sigma A_{jki}\omega_j \wedge \omega_k + \Sigma B_{jki}\overline{\omega}_j \wedge \overline{\omega}_k \qquad (i = 1, \ldots, n), \\ \omega_{ij} + \overline{\omega}_{ji} = 0, \qquad A_{jki} + A_{kji} = 0, \qquad B_{jki} + B_{kji} = 0. \end{cases}$$

Les formes $\Omega_i = \Sigma A_{jki}\omega_j \wedge \omega_k$ définissent la première torsion de la structure, les formes $\Gamma_i = \Sigma B_{jki}\overline{\omega}_j \wedge \overline{\omega}_k$, la seconde torsion. La courbure est définie par les formes $\Omega_{ij} = d\omega_{ij} - \Sigma\omega_{ik} \wedge \omega_{kj}$, qui vérifient les équations $\Omega_{ij} + \overline{\Omega}_{ji} = 0$,

$$(2)\quad \begin{cases} d(\Omega_i + \Gamma_i) + \Sigma(\Omega_j + \Gamma_j) \wedge \omega_{ji} - \Sigma\omega_j \wedge \Omega_{ji} = 0, \\ d\Omega_{ij} + \Sigma\Omega_{ik} \wedge \omega_{kj} - \Sigma\omega_{ik} \wedge \Omega_{kj} = 0. \end{cases}$$

Aux formes ω'_i sont associées de même les formes ω'_{ij}, Ω'_i, Γ'_i, Ω'_{ij} :

$$(3)\quad \begin{cases} \omega'_{kl} = \Sigma u_{li}\overline{u}_{kj}\omega_{ji} + \Sigma u_{li}\, d\overline{u}_{ki}, \\ \Omega'_{kl} = \Sigma u_{li}\overline{u}_{kj}\Omega_{ji}, \qquad \Omega'_l = \Sigma u_{li}\Omega_i, \qquad \Gamma'_l = \Sigma u_{li}\Gamma_i. \end{cases}$$

Les formes de courbure s'écrivent :

$$(4)\quad \Omega_{ij} = \Sigma R_{ijlm}\overline{\omega}_l \wedge \omega_m + \Sigma H_{ijlm}\omega_l \wedge \omega_m - \Sigma\overline{H}_{jilm}\overline{\omega}_l \wedge \overline{\omega}_m \qquad \text{avec} \quad R_{ijlm} = \overline{R}_{jiml}.$$

On démontre que si l'une des torsions est nulle, $\Omega_{ij} = \Sigma R_{ijlm}\overline{\omega}_l \wedge \omega_m$.

(*) Séance du 19 mars 1951.

(1) C. Ehresmann, *Sur la théorie des espaces fibrés* (*Colloque Top. alg; C. N. R. S.*, Paris 1947); *Sur les variétés presque complexes* (Séminaire Bourbaki 1950, à paraître dans *Proc. Congr. Intern. Math*, 1950; P. Libermann, *Bull. Sciences, Acad. Roy. Belgique*, 1950.

(2) Pour le cas hermitien (*voir* S. S. Chern, *Annals of Math.*, 47, 1946).

Un automorphisme local d'équivalence de la structure considérée est un automorphisme différentiable local f de V_{2n} qui transforme chaque repère unitaire en un repère unitaire. La structure sera dite *isotrope* au point x (resp. *localement homogène*) lorsqu'il existe un automorphisme d'équivalence transformant un repère d'origine x en un repère arbitraire d'origine x (resp. un point arbitraire x en un point arbitraire x' appartenant à un voisinage de x).

Théorème 1. — *Une structure hermitienne isotrope en chaque point est localement homogène et localement équivalente à la structure d'espace hermitien elliptique, hyperbolique ou linéaire* (« *flat* »).

On exprime que les A'_{jki}, B'_{jki}, R'_{ijlm}, H'_{ijlm} sont indépendants du repère en chaque point. On peut se borner à des transformations diagonales et à des transformations de la forme $\omega'_i = u_{ij}\omega_j$, $\omega'_j = u_{ji}\omega_i$ et $\omega'_k = \omega_k$ pour $k \neq i, j$, et l'on trouve

$$A'_{jkl} = 0, \quad B'_{jkl} = 0, \quad \Omega_{ij} = \lambda\bar{\omega}_i \wedge \omega_j, \quad \Omega_{ii} = \lambda\bar{\omega}_i \wedge \omega_i + \mu\Sigma\bar{\omega}_j \wedge \omega_j \quad (\lambda \text{ et } \mu \text{ réels}).$$

Les équations (2) entraînent que λ et μ sont des constantes égales (cas elliptique : $\lambda < 0$, cas hyperbolique : $\lambda > 0$, cas linéaire : $\lambda = 0$).

On peut considérer *l'isotropie restreinte* telle qu'un repère unitaire d'origine x puisse être transformé en un repère unitaire d'origine x se déduisant du premier par une transformation unitaire *unimodulaire*.

Théorème 2. — *Une structure presque hermitienne isotrope d'une façon restreinte en chaque point est ou bien isotrope ou bien localement isomorphe à une structure presque hermitienne définie sur la sphère* S_6.

Le même raisonnement conduit en effet aux structures isotropes déjà considérées et en plus, dans le cas $n = 3$, à une structure définie par des formes ω_i telles qu'on ait :

$$(5) \quad \begin{cases} d\omega_1 = \omega_1 \wedge \omega_{11} + \omega_2 \wedge \omega_{21} + \omega_3 \wedge \omega_{31} - 2\rho\bar{\omega}_2 \wedge \omega_3, \\ d\omega_2 = \omega_1 \wedge \omega_{12} + \omega_2 \wedge \omega_{22} + \omega_3 \wedge \omega_{32} - 2\rho\bar{\omega}_3 \wedge \bar{\omega}_1, \\ d\omega_3 = \omega_1 \wedge \omega_{13} + \omega_2 \wedge \omega_{23} + \omega_3 \wedge \omega_{33} - 2\rho\bar{\omega}_1 \wedge \bar{\omega}_2, \\ d\omega_{ij} = \Sigma\omega_{ik} \wedge \omega_{kj} - 3\rho\rho\, \omega_i \wedge \omega_j, \\ d\omega_{ii} = \Sigma\omega_{ik} \wedge \omega_{ki} - 3\rho\rho\, \omega_i \wedge \omega_i + \rho\rho\, \Sigma\, \omega_j \wedge \omega_j, \\ \qquad \Sigma\omega_{ii} = 0, \quad \omega_{ij} + \omega_{ji} = 0, \quad \rho\rho = \text{const.} \end{cases}$$

On peut introduire de nouveaux repères unitaires de façon que ρ soit une constante réelle positive. En chaque point est alors déterminée une classe de repères unitaires modulo le groupe unitaire unimodulaire. A ces repères correspondent des formes de Pfaff ω'_i dépendant de 8 paramètres auxiliaires et vérifiant avec les formes associées ω'_{ij} les équations (5), avec $\rho = \text{const.}$, $\rho > 0$. On remarque que ces équations sont les équations de structure du groupe simple G_2 à 14 paramètres qui opère transitivement sur S_6 ([3]). *La structure*

([3]) E. Cartan, *Thèse*, Paris, p. 116.

considérée est donc localement équivalente à une structure presque hermitienne sur S_6 *admettant* G_2 *comme groupe d'automorphismes.* Ce groupe ne peut laisser invariante sur S_6 qu'une seule structure presque complexe. Celle-ci est donc isomorphe à la structure presque complexe définie à l'aide des octaves de Cayley ([4]). Comme la deuxième torsion dans les formules (5) n'est pas nulle, *cette structure ne dérive pas d'une structure complexe.*

Sur S_6, *toute structure presque hermitienne localement homogène est équivalente a une structure correspondant aux formules* (5) *avec* $\rho =$ const. ([5]).

ASTRONOMIE. — *Étude de la voie lactée en lumière monochromatique* Hα, *de* 80 *à* 180° *de longitude galactique.* Note (*) de M. **Georges Courtès** ([1]), présentée par M. André Danjon.

La photographie de la Voie Lactée à travers un filtre interférentiel nous a déjà permis de mettre en évidence de nombreuses régions d'émission. Nous donnons ici la suite de ces recherches effectuées cet hiver aux observatoires de Marseille et de Haute Provence. Nous avons utilisé les mêmes conventions que dans la Note précédente ([2]).

Pour les nébulosités de la constellation d'Orion, nos résultats sont en accord avec ceux obtenus avec des filtres ordinaires par W. Strohmeier ([3]) (et marqués d'un astérisque dans le tableau); mais nous trouvons, par endroits, des régions plus étendues.

L'ensemble des nébuleuses 127, 134, 133, 131, 124 et 119 forme un arc de cercle centré à peu près sur 5h30m et -3°30′ dont l'angle au centre est d'environ 200°. La grande nébuleuse d'Orion et les nébulosités de ξ Orionis sont rattachées à cet arc de cercle par une nébulosité faible bien visible au-dessous de —4° de déclinaison.

108, 109, 110, 118 : paraissent coïncider avec des nébulosités dont le spectre était inconnu ou soupçonné continu dans le catalogue de Cederblad.

112, 113 : ont leurs régions les plus intenses en dehors ou à la limite de IC 1805 et de IC 1848.

([4]) Kirchhoff, *Comptes rendus*, 225, 1947 p. 1258.

([5]) Ceci résulte du fait que tout espace localement homogène de Lie compact et simplement connexe est équivalent à un espace homogène de Lie (C. Ehresmann, *Enseignement Math.*, 1936, p. 322) et du fait que G_2 est le seul groupe de Lie compact opérant transitivement sur S_6, abstraction faite du groupe orthogonal (A. Borel, *Bull. Am. Math. Soc.*, 55, p. 586).

(*) Séance du 19 mars 1951.

([1]) Avec la Collaboration technique de M. André Duflot.

([2]) *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 795.

([3]) *Zeitschrift für Astrophysik*, 27, 1950, p. 49.

Nos.	Ced.	α 1950.	δ 1950.	Dim. en ′.	Int.
		h m	° ′		
105...	–	23 49	+67 55	60× 30	3
106...	–	23 59,0	+64 30	15× 15	2
107...	–	0 0	+67 20	180×180	2
108...	215	0 2	+68 20	60× 25	4
109...	214 *ab*	0 2	+66 40	40× 40	5
110...	6 *ac*	2 23,5	+61 50	12× 12 40× 30	5 3
111...	–	2 30,0	+61 20	15× 15	5
112...	–	2 35	+61 0	130×100	3
113...	9 *ab*	2 53	+60 15	110× 50	3–4
114...	26	3 57 4 02	+36 10 +35 50	150× 45 330× 60	5–6 2–3
115...	–	5 10,0	+33 50	30× 90	4
116...	42	5 13,5	+34 25	25× 35	5
117...	–	5 17	+34 0	180×200	3
118...	43	5 20	+33 25	30× 35	4–5
119...	–	5 25,5	— 9 0	120× 60	3
120*..	–	5 26	+ 9 40	200×240	3
121*..	51	5 28	+12 20	90× 30	3
122...	–	5 29	+35 0	180×120	1–2
123...	–	5 32,0	— 1 30	40× 60	1–2
124...	–	5 32	— 9 50	200× 30	3
125...	55 *g*	5 33,0	5 0	20× 20	6
126*..	55 *d*	5 33,6	— 5 25	60× 40	6
127...	–	5 36	+ 3 50	150× 30	3
128...	–	5 36	+ 9 40	450×480	2–3
129...	–	5 36,5	— 2 40	100×120	3
130...	–	5 40	+36 0	30× 30	2
131...	–	5 40	— 8 25	120× 70	3
132...	–	5 48	+ 3 30	120×200	1–2
133*..	–	5 49	— 7 0	100×250	3–4
134*..	55 *r*	5 51	0 0	550× 60	4
135*..	64	6 6,5	+15 40	40× 30	3
136*..	67 *a*	6 7,0	+20 30	30× 25	4–5
137...	–	6 7,0	+24 20	20× 20	2–3
138...	–	6 16	+23 20	120×100	2
139...	–	6 25	+11 30	100×100	2–3
140*..	76 *ab*	6 30	+ 5 0	70× 90	5–6
141*..	–	6 30	+ 7 0	50×140	2
142*..	–	6 32	+ 2 30	40× 25	3–4
143...	–	6 34	+12 0	80× 50	2
144...	–	6 36,0	+ 1 30	20× 25	3
145*..	84 *a*	6 36	+ 8 10	130× 30	3
146*..	82–85	6 38	+ 5 40	160×120	2–3
147*..	84 *b*	6 38,5	+ 9 50	25× 40	4–5
148*..	84 *c*	6 38,5	+ 9 50	240×150	3–4
149...	–	6 42,5	+ 0 20	40× 40	3

114 : en arc de cercle de $3^h 47^m$ et 37° 30′ à $4^h 10^m$ et 34° 0′.

119 : semble se prolonger jusqu'à β Orionis λ Eridani et ι Leporis.

122 et 138 sont formées de petites condensations.

128 : Ced 54, ne se détache pas du nuage général.

129 : comprend IC 434 et NGC 2024 (Int. = 5) et s'étend faiblement jusqu'à NGC 1982 et 1976 qui sont reliées entre elles par une région très intense.

131 : se rattache à 119 et à 124 et forme une nébulosité de 50 à 60′ de largeur, s'étendent de $5^h 40^m$ et — 9° 40′ à $5^h 20^m$ et — 8° 30′.

133 : s'étend de $5^h 45^m$ et — 9° 0′ à $5^h 54^m$ et — 5° 30′. Largeur 90′.

134 : bande en arc de cercle, sinuosités, largeur moyenne 60′ (plus étroite et plus intense au nord), de $5^h 38^m$ et + 2° 30′ à $5^h 52^m$ et — 4° 0′.

139 : semble se prolonger vers le Nord.

140 : d'allure globulaire filamenteuse, se rattache à 146.

107 : comprend 105, 108 et 109. 112 (111), 117 (116-115-118), 148 (147). 116 et 115 forment un ensemble, de même 117-122, 132-134, 141-140-147, 143-148 et, par régions d'émission faible, 121-128 et 145-147.

Le mode d'exploitation choisi permet d'observer l'ensemble des nébulosités,

c'est un avantage sur le spectrographe de Mc Donald [3] dont les régions signalées ne correspondent pas toujours aux endroits les plus intenses. Avec les filtres ordinaires les nuages d'étoiles et même les nébulosités à spectre continu sont très gênants. La sélectivité du filtre interférentiel n'élimine pas complètement cette difficulté dans les régions de forte concentration stellaire, dans ces régions la production d'un système de franges d'interférence nous permettra d'assurer la certitude. Le diamètre de nos objectifs limité par la faible dimension des filtres (5×5^{cm}) ne nous a pas permis de faire des études de détails ou de signaler les petits objets. Ceux-ci exigeraient l'emploi du télescope de Schmidt muni de filtres de grandes dimensions, ou bien l'utilisation des filtres actuels dans le faisceau convergent d'un télescope, à condition que l'incidence des rayons soit assez faible pour conserver les propriétés des filtres. Dans ce cas une combinaison collimateur-objectif permet de réduire l'image dans le rapport des distances focales et augmente le rapport d'ouverture. Nous avons ainsi obtenu une luminosité équivalente à F/1,5 avec un télescope ouvert à F/6.

ASTROPHYSIQUE. — *Sur les atmosphères possédant une zone convective en équilibre adiabatique.* Note (*) de Mme **Charlotte Pecker**, présentée par M. André Danjon.

On a vu dans une Note précédente quelles étaient les équations et conditions à satisfaire pour permettre le raccord exact d'une zone radiative et d'une zone convective en équilibre adiabatique. On expose ici les calculs faits en utilisant la deuxième approximation de Chandrasekhar (qui conduit à un système de sept équations).

I. *Calcul de la zone convective.* — Utilisant les résultats précédemment obtenus, on a choisi une adiabatique ayant son minimum au voisinage de $\log P_e = 2$, l'entropie est calculée par gramme de matière.

Puis l'on a déterminé la relation $\tau(T)$ le long de cette adiabatique en laissant comme inconnues la gravité et la profondeur optique du point de raccord

$$\tau - \tau_0 = \frac{1}{g}\int_{p_0}^{p} \bar{\varkappa}\, dp.$$

II. On a entrepris ensuite le *calcul de raccordement* en choisissant arbitrairement la profondeur optique du raccord. La température T_0 de ce point qui doit être très légèrement inférieure à celle du minimum de l'adiabatique sera

(3) O. Struve, *Astroph. J.*, 87, 1938, p. 559; 89, 1939, p. 119, 517; 90, 1939, p. 301; *Sky and Telescope*, janvier 1951.

(*) Séance du 19 mars 1951.

reliée à la valeur de la gravité, en choisissant une valeur de $(1/B)\,dB/d\tau = \alpha$ comprise entre les deux limites données par Cayrel (pour la profondeur optique τ_0)

$$\frac{1}{B}\frac{dB}{d\tau} = \alpha = \frac{4g}{\varkappa p}\frac{\gamma - 1}{\gamma}.$$

a. Laissant τ_0 et α fixes, on détermine $\log T$ et $\log g$ de façon à satisfaire à (II.8) et (II.9) : raccord des intensités et des températures.

b. Laissant τ_0 fixe, on donne de légères variations à α et à $\log T$ de façon que la relation de Schwarzschild soit ensuite vérifiée. On obtient alors un ensemble de valeurs (τ_0, T_0, g) qui pour être celles du raccord doivent permettre de plus le calcul de la zone radiative à l'aide des coefficients b, Q, L_1, L_{-1} obtenus.

c. On calcule à partir de la surface $(\tau = 0)$ la relation $\tau(T)$ dans la zone radiative

$$\tau = \int_0^{p_0} \frac{\varkappa\, dp}{g}.$$

Si la profondeur ainsi calculée est différente de celle que l'on a choisi arbitrairement, il faut recommencer les calculs avec une autre profondeur optique.

Si $\tau = \tau_0$, on a trouvé sur l'adiabatique étudiée un système de paramètres donnant une solution exacte. Il suffit alors de vérifier si l'inégalité de Schwarzschild est satisfaite dans la zone radiative

$$\frac{\gamma - 1}{\gamma} > \left|\frac{d\log T}{d\log P}\right|_{\text{rad.}}$$

et de calculer la température effctive T_e et la température de surface T_s de l'étoile ayant le modèle déterminé.

On sait que le calcul du flux permet le calcul de T_e

$$F = \frac{\sigma}{\pi} T_e^4.$$

Celui de T_s étant obtenu, à partir de $B(\tau = 0) = (\sigma/\pi) T_s^4$. Les résultats sont tabulés ci-dessous :

Log g	3.030	4.573	6.378
T_0	3,991	4,034	4,111
T_0	0,20	0,20	0,245
T_e	10,970	11,970	14,090
T_s	9,015	9,930	11,670
$\frac{T_s}{T_e}$	0,822	0,829	0,828

Le rapport T_s/T_e a été formé pour comparaison avec le modèle standard où l'on a

$$\frac{T_s}{T_e} = \frac{1}{\sqrt[4]{2}} = 0,841.$$

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur un schéma général relatif à un problème de cybernétique*. Note (*) de M. **Serge Colombo**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'établissement du schéma le plus général, auquel tout dispositif de régulation serait susceptible de se ramener, simplifie l'application des théorèmes généraux de la cybernétique.

La majorité, sinon la totalité, des appareils de régulation sont constitués par :

1° un appareil à réguler A, soumis à une *cause* variable (et généralement incontrôlable) $w(t)$, fournissant un *effet* $s(t)$ que l'on désire modifier;

2° un *comparateur-discriminateur* (1) C dont le fonctionnement est défini par une fonctionnelle mixte

$$\mathcal{F}_{x=-\infty}^{x=t}[s(x),\, e_1(x),\, \ldots,\, e_n(x);\, x],$$

où $e_1(t), \ldots, e_n(t)$ désignent des signaux indépendants du régime de A. Ce comparateur émet des signaux $f_1(t), \ldots, f_m(t)$ qui résultent de transmutations fonctionnelles définies à partir de $\mathcal{F}$;

3° des servo-mécanismes $S_1, S_2, \ldots, S_m$ actionnés par $f_1(t-\tau_1), \ldots, f_m(t-\tau_m)$, qui agissent sur A, soit en fournissant de nouvelles « causes » : $w_1(t-\tau_1-\tau'_1), \ldots, w_m(t-\tau_m-\tau'_m)$ qui se superposent à $w(t)$, soit en modifiant des paramètres de A. Ce second cas peut se ramener au premier, ceci étant d'ailleurs immédiat si A est un quadripôle linéaire, J. R. Carson (2) ayant explicité une méthode de calcul dans laquelle tout effet dû à la variation d'un élément de circuit est ramené à celui d'une nouvelle d. d. p. agissant à l'entrée. Le nombre des servo-mécanismes est sans relation avec celui des signaux d'entrée, $e_1, \ldots, e_n$, leur multiplicité étant imposée par le souci d'établir des phénomènes de compensation, décompensation, amortissement d'oscillations, etc., et le fait que chacun d'eux voit son action uniquement déterminée par le signal f_i qu'il reçoit.

Les concepts de message et de quantité d'information trouvent un vaste champ d'application dans la construction d'un comparateur-discriminateur adéquat. La fonctionnelle mixte $\mathcal{F}$ qui décrit son fonctionnement permet de caractériser « l'intelligence » du mécanisme régulateur, laquelle peut s'étendre

---

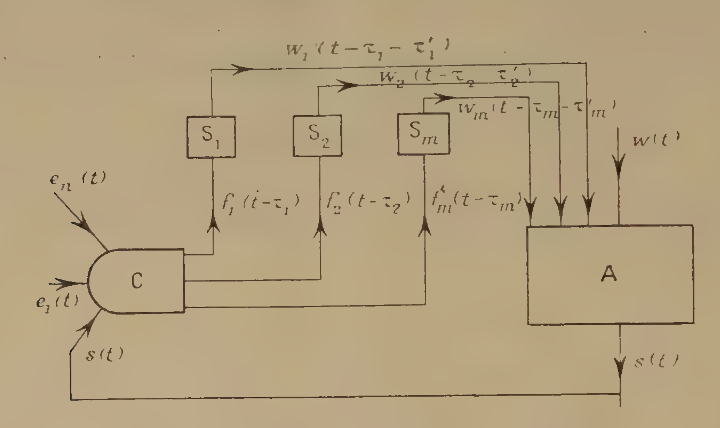
(*) Séance du 19 mars 1951.

(1) Le terme et la notion de discriminateur sont dus à M. Julien Lœb (Note n° 114 du *Laboratoire National de Radioélectricité* et *Annales des Télécommunications*, 1950).

(2) J.-R. Carson, *Electric Circuit Theory*, New-York, 1926.

du simple réflexe (relais actionnant un mécanisme « on-off » commandés par un signal d'erreur) à des processus plus complexes faisant intervenir la mémoire des actions passées et même un choix, en fonction d'elle, des retards $\tau_1, \ldots, \tau_m$.

Les servo-mécanismes sont construits de façon à satisfaire, d'une part à la plus ou moins grande quantité d'information susceptible d'être contenue dans $f_1(t), \ldots, f_m(t)$, et d'autre part aux équations régissant le fonctionnement dynamique de A, lesquelles sont imposées une fois pour toutes au départ.



Le schéma ci-dessus nous servira ultérieurement à l'établissement de principes très généraux. Nous montrerons aussi comment il est possible de lui ramener des dispositifs très divers. Il est manifeste que le schéma simplifié de la contre-réaction, à partir duquel on établit le critérium de Nyquist, n'en est qu'un cas très particulier.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Réduction d'un problème de cybernétique à un problème de poursuite dans un espace de Hilbert.* Note (*) de M. **Robert Vallée**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous utilisons un schéma abstrait de régulation exposé récemment (¹). Dans ce schéma la grandeur de « sortie » $s(t)$, appartenant au système A, est asservie aux grandeurs d'« entrée » $e_1(t), e_2(t), \ldots, e_n(t)$. Les $n+1$ mesures de ces grandeurs sont acheminées vers un « comparateur-discriminateur » qui élabore la fonctionnelle mixte

$$\mathop{\mathcal{F}}_{-\infty}^{t}\{[e_1(u), e_2(u), \ldots, e_n(u); s(u); t]\} = f(t).$$

C'est $f(t)$ qui commande, par des signaux intermédiaires, les manœuvres de régulation de $s(t)$.

(*) Séance du 19 mars 1951.

(¹) Serge Colombo, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 1287.

Nous considérons le cas où la fonctionnelle $\mathcal{F}$ est de la forme

$$\mathop{\mathcal{F}}_{t-T}^{t}\left|\left\{\mathop{\mathcal{E}}_{u-T}^{u}\left|\left[e_1(v), e_2(v), \ldots, e_n(v); t\right]\right| - s(u); t\right\}\right| = \mathop{\mathcal{F}}_{t-T}^{t}\left|\left[e(u) - s(u); t\right]\right| = f(t),$$

t est l'instant présent et T la durée de persistance de la plus longue des « mémoires » des dispositifs et systèmes physiques que comporte l'ensemble considéré. Les propriétés des appareils intermédiaires et du système A font que la commande $f(t)$ est appliquée non à $s(t)$ mais à une fonctionnelle $\mathcal{M}$ de la mesure de cette grandeur, de sorte que l'on a

$$(1) \qquad \mathop{\mathcal{F}}_{t-T}^{t}\left|\left[e(u) - s(u); t\right]\right| = \mathop{\mathcal{M}}_{t-T}^{t}\left|\left[s(u); t\right]\right|.$$

Nous sommes en outre amenés a supposer que les fonctionnelles $\mathcal{F}$ et $\mathcal{M}$ sont telles que $s(t)$ ait tendance à suivre les variations de $e(t)$.

Les valeurs de $e(t)$ et de $s(t)$ intéressantes sont celles correspondant à l'intervalle $(t - T, t)$. Développons en série de fonctions orthonormales [2] les fonctions $E_t(u)$ et $S_t(u)$ égales respectivement à $e(u)$ et à $s(u)$, à l'intérieur de l'intervalle $(t - T, t)$ et nulles en dehors. Les coefficients des développements ainsi obtenus peuvent être considérés comme les composantes, dans un espace de Hilbert [3], de vecteurs $\overrightarrow{OE}$ et $\overrightarrow{OS}$, fonctions de t. La relation (1) s'écrit alors

$$(2) \qquad F_t\left[\overrightarrow{SE}\right] = M_t\left[\overrightarrow{OS}\right]$$

où F_t et M_t sont deux opérateurs dépendant de t et agissant sur les vecteurs $\overrightarrow{SE}$ et $\overrightarrow{OS}$. Le dispositif régulateur aura atteint son objectif si la différence entre $E_t(u)$ et $S_t(u)$ converge en moyenne vers zéro quand t tend vers l'infini. Cette circonstance correspond, dans l'espace de Hilbert, à la convergence vers zéro de la distance des deux points S et E. Ainsi, avec ce mode de représentation, le comportement du système régulateur se traduit par la « poursuite » du point E, représentatif du but à atteindre, par le point S, représentatif du résultat obtenu à l'instant t. De façon plus suggestive, on peut dire que le point S, dont les propriétés de « résistance » au mouvement à imposer sont symbolisées par l'opérateur M_t est « attiré » vers E selon une loi exprimée par l'opérateur F_t. A chaque instant la longueur du vecteur $\overrightarrow{SE}$ mesure l'écart entre le résultat obtenu et le but à atteindre.

---

(2) Les polynomes de Laguerre semblent indiqués ici, voir : NORBERT WIENER, *Extrapolation, interpolation and smoothing of stationary time series*, p. 35.

(3) Nous avions développé un point de vue de ce genre dans « *Espace de Hilbert régimes périodiques* » (*Congrès d'électronique et de radioélectricité*, janvier 1950).

L'introduction de « bruit » perturbateur se traduirait, dans l'espace de Hilbert, par une imprécision sur la position des points E et S.

Le cas de plusieurs grandeurs de « sortie » conduirait à envisager la « poursuite » de points E par des points S.

MÉCANIQUE QUANTIQUE. — *Les méthodes de la seconde quantification et de l'espace de configuration en théorie relativiste des systèmes de particules. II. Bosons de spin zéro sans interaction.* Note (*) de M. **Maurice Jean**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous réexaminons ici, du point de vue du formalisme relativiste covariant de la théorie quantique des champs, la question du passage de la méthode de la seconde quantification à celle de l'espace de configuration dans le cas de particules de spin zéro sans interaction, en suivant les mêmes lignes que celles brièvement indiquées dans notre précédente Note (1). Nous nous limitons au cas du champ neutre, l'extension au champ chargé étant très directe.

L'étude de l'aspect particulaire de la théorie du champ quantifié dans l'espace des moments montre que l'opérateur invariant du nombre de particules s'écrit dans l'espace des coordonnées

$$N = i\int_\sigma \left\{ \frac{\partial \Phi^{(-)}(x)}{\partial x_\lambda} \Phi^{(+)}(x) - \Phi^{(-)}(x) \frac{\partial \Phi^{(+)}(x)}{\partial x_\lambda} \right\} d\sigma_\lambda.$$

Les opérateurs $\Phi^{(+)}$ et $\Phi^{(-)}$ correspondent respectivement aux parties à énergies positives et négatives de l'opérateur réel de champ Φ (2). Ils obéissent aux équations

$$(\Box - \mu^2)\,\Phi^{(+)}(x) = (\Box - \mu^2)\,\Phi^{(-)}(x) = 0,$$

et satisfont les relations de commutation

$$[\Phi^{(\mp)}(x), \Phi^{(\pm)}(x')] = i\,\Delta^{(\mp)}(x - x'); \qquad [\Phi^{(\mp)}(x), \Phi^{(\mp)}(x')] = 0.$$

On déduit alors que

$$[N, \Phi^{(+)}(x)] = -\Phi^{(+)}(x); \qquad [N, \Phi^{(-)}(x)] = \Phi^{(-)}(x).$$

Il est alors aisé de prouver que : 1° si χ_n est un vecteur propre de N correspondant à la valeur propre n, $\Phi^{(+)}\chi_n$ est aussi vecteur propre pour la valeur propre $n - 1$; de même pour $\Phi^{(-)}\chi_n$ qui correspond à la valeur propre $n + 1$; 2° les valeurs propres de N sont entières positives ou nulles ; 3° le vecteur propre χ_0 correspondant à la valeur propre zéro de N satisfait à $\Phi^{(+)}\chi_0 = 0$.

(*) Séance du 19 mars 1951.

(1) *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 1183.

(2) J. Schwinger, *Phys. Rev.*, 75, 1949, p. 651.

On construit alors une représentation dans laquelle N est diagonal en définissant les éléments de base ([3])

$$\chi(x_1, \ldots, x_n) = (n!)^{-\frac{1}{2}}\Phi^{-}(x_1)\ldots\Phi^{-}(x_n)\chi_0.$$

Si χ_0 est normalisé à 1 on a pour la norme de χ

$$[\chi(y_1, \ldots, y_n), \chi(x_1, \ldots, x_n)] = \frac{(i)^n}{n!}\sum_{P}\Delta^{(+)}(y_1 - x_\alpha)\ldots\Delta^{(+)}(y_n - x_\xi),$$

où $\alpha \ldots \xi$ est une permutation des entiers 1, 2, ..., n, et la somme est étendue à toutes les permutations. On a aussi

$$\Phi^{-}(x_r)\chi(x_1, \ldots, x_n) = (n+1)^{\frac{1}{2}}\chi(x_r, x_1, \ldots, x_n),$$

$$\Phi^{+}(x_r)\chi(x_1, \ldots, x_n) = in^{-\frac{1}{2}}\sum_{j=1}^{n}\Delta^{+}(x_r - x_j)\chi(x_1, \ldots, x_{j-1}, x_{j+1}, \ldots, x_n).$$

Le vecteur le plus général de cet espace d'Hilbert peut être alors défini comme fonctionnelle d'une surface σ du genre espace

$$\Psi[\sigma] = f_0\chi_0 + i\int_\sigma\left[\frac{\partial\chi(x_1)}{\partial x_{\lambda_1}}f(x_1) - \chi(x_1)\frac{\partial f(x_1)}{\partial x_{\lambda_1}}\right]d\sigma_{\lambda_1}$$
$$+ (i)^n\int_\sigma\cdots\int_\sigma\sum_{k=0}^{n}\sum_{c}(-1)^k\partial^{n-k}_{c_n^{n-k}}\chi(x_1, \ldots, x_n)\,\partial^k_{c_n^k}f(x_1, \ldots, x_n)\,d\sigma_{\lambda_1}\ldots d\sigma_{\lambda_n},$$

où $\partial^j_{c_n^j} = (\partial^j/\partial x_{\lambda_\alpha}\ldots\partial x_{\lambda_\xi})(\alpha, \ldots, \xi)$ étant une combinaison j à j des entiers 1, ..., n, et la somme est étendue à toute les combinaisons. Les coefficients $f(x_1, \ldots, x_n)$ sont les fonctions d'ondes de l'espace de configuration qui sont des fonctions complexes, correspondant aux parties à énergies positives des fonctions réelles. Cette dernière particularité n'implique pas la possibilité d'associer une charge aux particules ainsi décrites ([4]).

La norme de $\Psi(\sigma)$ est

$$(\Psi[\sigma], \Psi[\sigma]) = |f_0|^2 + i\int_\sigma\left[\frac{\partial f^*(x_1)}{\partial x_{\lambda_1}}f(x_1) - f^*(x_1)\frac{\partial f(x_1)}{\partial x_{\lambda_1}}\right]d\sigma_{\lambda_1} + \ldots$$
$$+ (i)^n\int_\sigma\cdots\int_\sigma\sum_{k=0}^{n}\sum_{c}(-1)^k\partial^{n-k}_{c_n^{n-k}}f^*(x_1, \ldots, x_n)\,\partial^k_{c_n^k}f(x_1, \ldots, x_2)\,d\sigma_{\lambda_1}\,d\sigma_{\lambda_2},$$

En l'absence d'interaction $\Psi(\sigma)$ est indépendant de σ. On en déduit que l'évolution du système de n bosons est décrite par le système d'équations

$$(\Box_j - \mu^2)f(x_1, \ldots, x_j, \ldots, x_n) = 0 \qquad (j = 1, \ldots, n),$$

où $x_1, \ldots, x_n$, sont sur une surface du genre espace σ.

([3]) R. Becker et C. Leibfried, *Phys. Rev.*, 69, 1946, p. 34.

([4]) Résultat aussi obtenu par J. Leite Lopes (non publié).

PHYSIQUE APPLIQUÉE. — *Contribution à l'étude graphique des régimes thermiques variables.* Note de M. **Jean Jacq**, présentée par M. Georges Darrieus.

La méthode d'intégration graphique de Binder et Schmidt pour le calcul des régimes thermiques variables est étendue aux cas, qui se présentent le plus souvent en pratique, où la véritable donnée est le débit de la source calorifique, dépendant ou non de la température intérieure.

On connaît la méthode d'intégration graphique de Binder et Schmidt, qui permet de tracer les isochrones de températures et de figurer les densités de flux calorifiques dans les parois (simples ou composées) d'une enceinte, l'évolution des températures intérieures étant connue.

Mais lorsqu'on étudie le chauffage d'un bâtiment ou d'un four, *la loi d'évolution des températures intérieures* $T_i(t)$ *de l'enceinte se trouve malheureusement être l'inconnue principale* : les caractéristiques de la source calorifique et les caractéristiques thermiques des parois composant l'enceinte constituent les seules données.

Nous avons cherché à fonder sur l'élargissement de la méthode de Binder et Schmidt, le principe de constructions graphiques simples et rapides, *immédiatement applicables dans tous les bureaux d'études*, en vue de résoudre, dans les conditions mêmes où ils se posent en pratique, les deux problèmes fondamentaux suivants :

1° Déterminer les caractéristiques de la source nécessaire pour élever les locaux à une température donnée, en un temps donné, ou inversement évaluer le temps nécessaire à la mise en température par un flux dépendant ou non de $T_i(t)$ et pouvant être donné par un *émetteur à température constante ou variable dans le temps*; 2° Prévoir la courbe de refroidissement d'un local après l'arrêt du chauffage.

Principe général de la nouvelle méthode graphique. — Considérons d'abord une enceinte constituée de parois extérieures offrant toutes des caractéristiques thermiques identiques (sans parois intérieures). Tous les flux calorifiques seront ramenés à 1^{m^2} de paroi extérieure opaque.

Soient : $\varphi(t)$ le flux émis par la source. Il peut être constant ou variable dans le temps. *Envisageons d'emblée le cas où* $\varphi(t)$ *est lié à la température intérieure* $T_i(t)$ *de l'enceinte (variable) et à la température moyenne du fluide d'un radiateur* $T_R(t)$ *(variable ou constante dans le temps)*; S_R et K_R la surface et le coefficient de transmission global entre le fluide chauffant du radiateur et le local pour 1^{m^2} de paroi extérieure opaque; S_V et K_V la surface des vitrages et leur coefficient de transmission global pour 1^{m^2} de paroi extérieure opaque; $V_a c_a$ la capacité calorifique de l'air renouvelé par mètre carré de paroi opaque; λ le coefficient de conductibilité thermique de la paroi;

h_i et h_e les coefficients de convection rayonnement intérieur et extérieur; $T_e(t)$ la température extérieure équivalente constante ou variable dans le temps; $T_i(t)$ la température intérieure instantanée au centre de l'enceinte, fixe ou variable avec le temps; T la température dans une paroi extérieure à la profondeur x; $T_p(t)$ la température de la face interne d'une paroi extérieure.

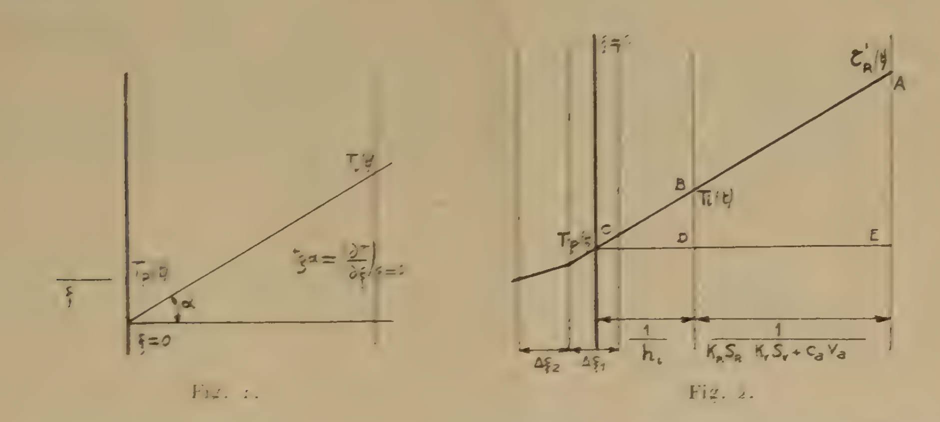


Fig. 1. Fig. 2.

Le bilan calorifique instantané rapporté à 1 m² de paroi extérieure opaque s'exprimera par

$$(1)\quad \varphi(t) = K_R S_R [T_R(t) - T_i(t)] = [K_V S_V + c_a V_a][T_i(t) - T_e(t)] + h_i[T_i(t) - T_p(t)].$$

D'où

$$(1')\quad h_i[T_i(t) - T_p(t)] = \varphi(t) - [K_V S_V - c_a V_a][T_i(t) - T_e(t)].$$

Or à la limite interne d'un mur extérieur d'épaisseur réduite $\xi = x/\lambda$, on a (*fig.* 1)

$$[T_i(t) - T_p(t)]\, h_i = -\left(\frac{\partial T}{\partial \xi}\right)_{\xi=0}.$$

En posant :

$$\tau_R(t) = \frac{T_R K_R S_R}{K_R S_R + K_V S_V + c_a V_a};\qquad T'(t) = \frac{T_e(K_V S_V + c_a V_a)}{K_R S_R + K_V S_V + c_a V_a}.\qquad \tau'_R(t) = \tau_R(t) - T'(t).$$

Il vient alors :

$$(2)\quad -\left(\frac{\partial T}{\partial \xi}\right)_{\xi=0} = \frac{T_i(t) - T_p(t)}{\frac{1}{h_i}} = \frac{\tau_R(t) - T_i(t)}{\frac{1}{K_R S_R + K_V S_V + c_a V_a}} = \frac{\tau'_R(t) - T_p(t)}{\frac{1}{h_i} + \frac{1}{K_R S_R + K_V S_V + c_a V_a}}.$$

En vertu de (2), les points C B A sont alignés. D'où la solution graphique (*fig.* 2).

A des instants successifs, décalés de Δt, on porte sur l'axe vertical d'abscisse $(1/h_i) + 1/(K_V S_V + C_a V_a + K_R S_R)$ le vecteur $EA = \tau'_R(t)$ lié comme on l'a vu à l'intensité de la source calorifique.

On joint A à C d'ordonnée $T_p(t)$ (sur le plan médian de la première tranche $\Delta\xi_1$ du mur). En B sur le plan d'abscisse $1/h_i$ on lit $T_i(t)$ à l'instant considéré; ce qui revient à l'épure de Binder et Schmidt, avec le pôle auxiliaire A substitué au pôle B; la construction proposée permet de lire $T_i(t)$ en B, au lieu de se le fixer *a priori*, sans perdre pour autant, l'avantage de fixer en même temps les isochrones de températures et les densités de flux dans les murs.

On traiterait de façon analogue le cas d'un chauffage par air chaud, et plus simplement encore, les cas où le flux émis est indépendant de $T_i(t)$.

Cette nouvelle méthode graphique permet de considérer la nature des différentes parois d'un local avec *leurs conditions limites propres*, et l'inertie thermique des masses diverses contenues dans l'enceinte.

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *La propagation d'ondes électromagnétiques dans des couches de faible hétérogénéité*. Note (*) de M. **Gottfried Eckart**, présentée par M. Louis de Broglie.

Soit une couche de constante diélectrique $\varepsilon = \varepsilon_1 + \bar{\varepsilon}(z)$ placée entre deux milieux homogènes ayant respectivement pour constantes diélectriques ε_1 pour $z < 0$ et ε_2 pour $z > h$. L'hétérogénéité est donnée pour $0 < z < h$ par $\bar{\varepsilon}(z)$, où $\left[\bar{\varepsilon}(z)/\varepsilon_{1,2}\right] \ll 1$. On veut étudier la propagation d'une onde électromagnétique plane qui traverse cette couche et l'on suppose que pour $z < 0$, on a seulement une onde qui se propage dans la direction des z négatifs. De cette façon, il existe, pour $z > 0$, une onde incidente et une onde réfléchie à cause de l'hétérogénéité. A l'aide d'une méthode proposée par Schelkunoff (¹), on trouve

$$(1) \qquad E(z) = e^{j\omega z\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_1\mu_0\mu}} = E_0(z) \qquad (z < 0),$$

où $e^{+j\omega t}$ est la fonction du temps et ε_0 et μ_0 sont respectivement la constante diélectrique et la perméabilité du vide. Dans la couche $0 < z < h$, le champ est décrit par l'équation intégrale

$$(2) \qquad E(z) = e^{j\omega z\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_1\mu_0\mu}} - \omega\sqrt{\frac{\mu_0\mu}{\varepsilon_0\varepsilon_1}}\int_0^z E(\zeta)\,\varepsilon_0\,\bar{\varepsilon}(\zeta)\sin\left[\omega\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_1\mu_0\mu}\,(z-\zeta)\right]d\zeta$$

que l'on peut résoudre par approximations successives. Comme on a supposé $\bar{\varepsilon}(\zeta)$ très petit, la solution est donnée par la première approximation

$$(3) \qquad E(z) = e^{j\omega z\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_1\mu_0\mu}} - \omega\sqrt{\frac{\mu_0\mu}{\varepsilon_0\varepsilon_1}}\int_0^z \varepsilon_0\,\bar{\varepsilon}(\zeta)\,e^{j\omega\zeta\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_1\mu_0\mu}}\sin\left[\omega\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_1\mu_0\mu}\,(z-\zeta)\right]d\zeta,$$

(*) Séance du 19 mars 1951.

(¹) *Quarterly Journal of Applied Mathematics*, 3, 1948, p. 348-355; R. Piloty, *Zeitschrift fur angewandte Physik*, 1, 1949, p. 490-502.

formule dont l'évaluation est triviale quand on détermine $\bar{\varepsilon}(\zeta)$ de façon approchée par des fonctions appropriées (polynomes du deuxième degré dans des sous-intervalles de o, z). A l'entrée de la couche $z=h$, le facteur de réflexion est donné par

$$(4)\qquad r(\omega, h)=\frac{\left\{\begin{aligned}&\left(1-\frac{K_2}{K_1}\right)+j\omega(K_1-K_2)\int_0^h\frac{\varepsilon_0\bar{\varepsilon}(\zeta)}{2}\,d\zeta-j\omega(K_1+K_2)\\&\times e^{2j\omega\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_1\mu_0\mu}\,h}\int_0^h\frac{\varepsilon_0\bar{\varepsilon}(\zeta)}{2}\,e^{2j\omega\zeta\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_1\mu_0\mu}}\,d\zeta\end{aligned}\right\}}{\left\{\begin{aligned}&\left(1+\frac{K_2}{K_1}\right)-j\omega(K_2+K_1)\int_0^h\frac{\varepsilon_0\bar{\varepsilon}(\zeta)}{2}\,d\zeta-j\omega(K_1-K_2)\\&\times e^{-2j\omega\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_1\mu_0\mu}\,h}\int_0^h\frac{\varepsilon_0\bar{\varepsilon}(\zeta)}{2}\,e^{2j\omega\zeta\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_1\mu_0\mu}}\,d\zeta\end{aligned}\right\}}$$

où

$$K_{1,2}=\sqrt{\frac{\mu_0\mu}{\varepsilon_0\varepsilon_{1,2}}}.$$

Cette formule ne contient que des grandeurs faciles à obtenir.

En multipliant par $(1/2\pi)\,S(\omega)\,e^{j\omega t}$ [$S(\omega)=$ spectre d'une impulsion] et en intégrant de $-\infty$ à $+\infty$, on trouve facilement la déformation et la réflexion des impulsions, il faut faire attention que $S(\omega)$ ne diffère de zéro de façon appréciable que dans une bande relativement étroite. Cette restriction est imposée par le fait qu'on a pris la première approximation comme solution. L'impulsion réfléchie a par suite la forme

$$(5)\qquad \mathcal{F}_r(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}S(\omega)\,r(\omega)\,e^{j\omega t}\,d\omega,$$

où $r(\omega)$ est donné par l'équation (4).

Si l'on prend l'équation (3), qui n'est valable que pour une fréquence, comme équation intégrale pour $\bar{\varepsilon}(\zeta)$; on voit immédiatement qu'on ne peut déterminer $\bar{\varepsilon}$ que si l'on connaît $E(\zeta)$. Quand $\bar{\varepsilon}(\zeta)$ est petit, on peut remplacer $E(\zeta)$ sous le signe intégrale par $e^{j\omega\zeta\sqrt{\varepsilon_0\mu_0\varepsilon_1\mu}}$ et cette condition est remplie. Posons maintenant dans l'équation (3) $z=h$ (c'est-à-dire considérons l'entrée de la couche), faisons passer $e^{j\omega z\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_1\mu_0\mu}}$ dans le membre de gauche, multiplions de nouveau par $[S(\omega)/2\pi]\,e^{j\omega t}$ et intégrons de $-\infty$ à $+\infty$ par rapport à ω. On obtient alors après inversion de l'ordre l'intégration dans le membre de droite, une équation intégrale de la première espèce pour $\bar{\varepsilon}(\zeta)$:

$$(6)\qquad \mathcal{F}(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}S(\omega)\left[E(\omega, h)-e^{j\omega h\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_1\mu_0\mu}}\right]e^{j\omega t}\,d\omega=\sqrt{\frac{\mu_0\mu}{\varepsilon_0\varepsilon_1}}\int_0^h\varepsilon_0\bar{\varepsilon}(\zeta)\,\Phi(\zeta, t)\,d\zeta,$$

où

$$(7)\qquad \Phi(\zeta, t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\omega\,S(\omega)\,e^{j\omega\zeta\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_1\mu_0\mu}}\sin\left[\omega\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_1\mu_0\mu}\,(h-\zeta)\right]e^{j\omega t}\,d\omega,$$

que l'on peut résoudre facilement en choisissant $S(\omega)$, c'est-à-dire la forme de l'impulsion, de façon convenable. Il semble toutefois impossible d'en tirer une méthode pratique de détermination de $\bar{\varepsilon}(\xi)$, à partir de réflexions et de déformations d'impulsions : dans le membre de gauche, on a $E(\omega, h) - e^{j\omega h\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_1\mu_0\mu}}$ qui est la différence entre l'impulsion résultante et la forme de l'impulsion qui existerait si $\bar{\varepsilon}(\xi) \equiv 0$, donc la différence entre deux grandeurs à peu près égales qui est très difficile à déterminer expérimentalement. Il semble donc que la structure fine d'une impulsion et de son écho ne permette pas de conclure à la structure fine de la répartition de $\bar{\varepsilon}(\xi)$, quoique des hétérogénéités relativement plus grandes puissent être localisées sur un tel oscillogramme.

PHOTOÉLECTRICITÉ. — *Modification des caractéristiques courant-tension d'une cellule à gaz à cathode plane sous l'action d'un champ magnétique perpendiculaire à la cathode.* Note (*) de M. **Raymond Birebent**, transmise par M. Charles Camichel.

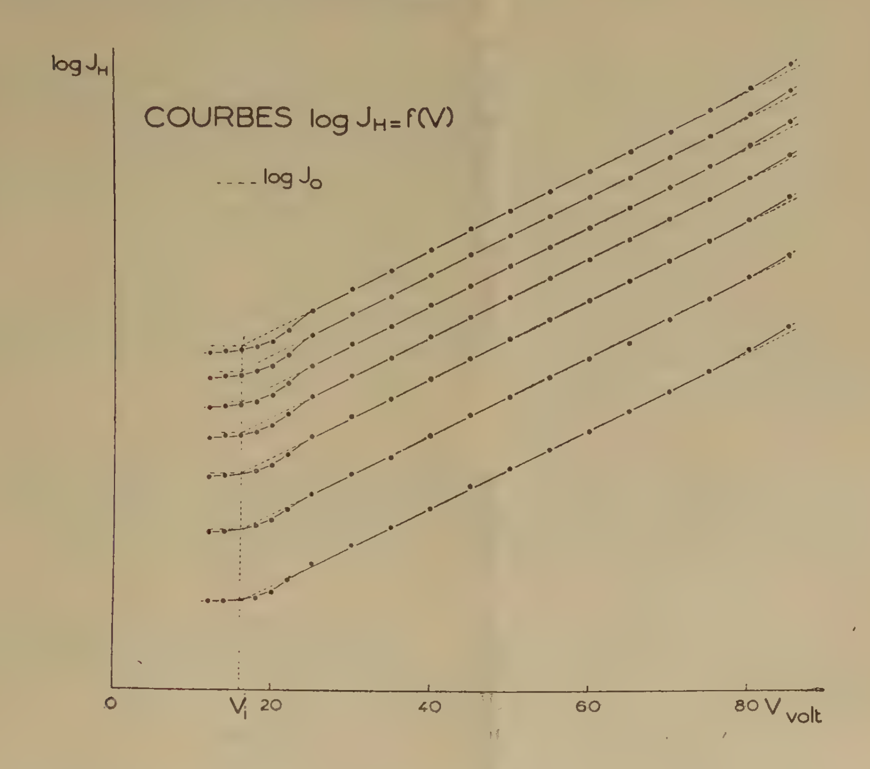
Un champ magnétique perpendiculaire à la cathode empêche la diffusion transversale des électrons et des ions vers les parois, ce qui accroît le courant. Les caractéristiques courant-tension sont alors une fonction exponentielle de V faisant apparaître le potentiel d'ionisation du gaz de remplissage.

Une cellule à gaz au césium sur argent type C. M. G. 6 (Géco), dont l'anode est un grillage cylindrique et la cathode une plaque rectangulaire placée suivant un plan diamétral, est soumise à un champ magnétique uniforme perpendiculaire au plan de la cathode. Le courant débité, à tension et éclairement constants, croît d'abord avec l'intensité du champ, puis atteint une valeur constante. L'intensité du champ nécessaire pour obtenir ce courant maximum augmente avec la tension. Pratiquement, il suffit d'un champ de 250 Oe pour les tensions qu'on peut normalement appliquer à une cellule à gaz ; pour 90 V, le gain de courant ainsi réalisé peut atteindre 60 %.

Nous avons déterminé pour différents éclairements les caractéristiques $J_H(V)$, courant-tension, avec un champ magnétique de 250 Oe. Initialement au-dessous des caractéristiques $J(V)$ sans champ correspondantes, elles se situent au-dessus de celles-ci dès que l'ionisation devient sensible et s'en écartent de plus en plus lorsque V croît. Tracées en coordonnées semi-logarithmiques elles présentent, dans un intervalle étendu de tension, une partie rectiligne qui se déplace parallèlement à elle-même lorsque l'éclairement varie (*fig.* 1). Toutefois, avec la cellule étudiée, cette partie rectiligne n'apparaît nettement que si l'on n'éclaire qu'une bande étroite de la cathode, parallèle à l'axe de révolution de l'anode. On constate

(*) Séance du 19 mars 1951.

alors que la pente des droites $\mathrm{Log}\, J_H = f(V)$ dépend de la position de la bande éclairée. Elle diminue quand on va du milieu vers le bord, déplacement qui, sur cette cellule, entraîne une diminution de la distance de la zone émissive à l'anode et une modification importante de la topographie du champ électrique à son voisinage.



Si l'on prolonge ces droites du côté des basses tensions, il apparaît que, sur chacune d'elles, le point d'ordonnée $\mathrm{Log}\, J_0$, J_0 étant le courant photoélectrique primaire, a très sensiblement pour abscisse $V = 16\,V$, valeur suffisamment voisine du potentiel d'ionisation de l'argon qui remplit la cellule ($V_i = 15{,}7\,V$) pour qu'on puisse admettre qu'elles ont pour équation

$$\mathrm{Log} J_H = a(V - V_i) + \mathrm{Log} J_0,$$

d'où, pour la caractéristique $J_H(V)$, l'équation

$$J_H = J_0\, e^{a(V - V_i)},$$

valable jusqu'à 70 V environ, Au delà la variation de J_H avec V est plus rapide, ce qui doit correspondre au deuxième stade de la décharge semi-autonome de Townsend, celui où se manifeste l'action des ions positifs.

L'expérience montre encore que, dans les limites de validité de la relation précédente, la variation en fonction de V du rapport des courants

avec et sans champ magnétique est représentée par la droite

$$\frac{J_H}{J} = b(V - V_i) + 1,$$

où b est une fonction croissante de J_0. Sa détermination, que nous nous proposons d'effectuer, permettrait ainsi d'établir l'équation de la caractéristique J (V).

L'allure de la variation du courant ainsi que l'observation des modifications de l'espace occupé par la luminescence du gaz, nous conduisent à attribuer cette action du champ à la suppression des recombinaisons sur les parois et nous pensons qu'il serait possible d'en déduire une nouvelle méthode pour la détermination des potentiels d'ionisation.

RÉSONANCE NUCLÉAIRE. — *Champ magnétique subi par un ion dans une solution aqueuse de sels ferreux ou cobalteux.* Note (*) de M. **Yves Ayant**, présentée par M. Jean Cabannes.

A partir des propriétés paramagnétiques des solutions des sels ferreux et cobalteux, on calcule le champ magnétique subi par un ion plongé dans une telle solution, soumise à un champ magnétique extérieur. On constate un accord satisfaisant avec les valeurs déduites du déplacement de la fréquence de résonance magnétique observée dans ces solutions.

1. *Expression du champ microscopique subi par un ion.* — Reprenant les notations de notre précédente Note [1], nous avons autour de l'ion étudié placé en O une polarisation magnétique M donnée par

$$M = \frac{H_0 \beta^2}{3kT} \mu_{\text{eff}}^2 N(r) + \frac{H_0 \beta^2}{3kT} \frac{2}{3} (\mu_1^2 - \mu_2^2) P_2(\cos\theta) N(r).$$

Nous évaluons le champ produit par M en O; le premier terme étant isotrope correspond au terme classique de la formule de Clausius-Mossotti; dans le cas d'un échantillon ayant la forme d'un cylindre transversalement placé par rapport à $\vec{H}_0$, le premier terme conduit au champ $\vec{H}'$

$$\vec{H}' = -\frac{2\pi}{3} \chi \vec{H}_0.$$

Pour évaluer le champ H″ produit par le terme en $P_2(\cos\theta)$, nous admettons que celui-ci n'est efficace qu'entre des limites r_0 et r_1; nous utiliserons l'artifice des distributions de masses magnétiques équivalentes. On trouve les termes suivants :

(*) Séance du 12 mars 1951.

[1] *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 1203.

1° *Terme de surface :*

$$H''_{(1)} = \frac{4\pi}{3}\frac{\mu_0\beta^2}{3kT}(\mu_1^2-\mu_2^2)[F(r_0)-N(r_1)]\int d\theta \sin\theta \cos^2\theta\, P_2(\cos\theta).$$

2° *Terme de volume :* on a ici la distribution de masses

$$-\operatorname{div}\vec{M} = -\frac{2}{3}\frac{\mu_0\beta^2}{3kT}(\mu_1^2-\mu_2^2)\left[6\frac{N}{r}\sin^2\theta\cos\theta + \frac{dN}{dr}\cos\theta\, P_2(\cos\theta)\right].$$

D'où le champ

$$\begin{aligned} H''_2 &= \iint 2\pi \sin\theta\cos\theta\, d\theta\, dr\, \operatorname{div}\vec{M} \\ &= \frac{4\pi}{3}\frac{\mu_0\beta^2}{3kT}(\mu_1^2-\mu_2^2)[N(r)]_{r_0}^{r_1}\int d\theta \sin\theta\cos^2\theta\, P_2(\cos\theta) \\ &\quad + \frac{4\pi}{3}\frac{\mu_0\beta^2}{3kT}6(\mu_1^2-\mu_2^2)\int_{r_0}^{r_1}\frac{N}{r}dr\int d\theta \sin^3\theta\cos^2\theta, \end{aligned}$$

ce qui donne au total

$$H'' = \frac{16\pi}{15}\frac{\mu_0\beta^2}{3kT}(\mu_1^2-\mu_2^2)\int_{r_0}^{r_1}\frac{N}{r}dr,$$

d'où la valeur du rapport ρ défini dans notre précédent article ([3]).

$$\rho = \frac{H''}{H'} = \frac{24}{5}\frac{L^2}{4S(S+1)+L^2}\int_{r_0}^{r_1}\frac{N}{N_0}\frac{dr}{r},$$

N_0 étant la concentration microscopique de la solution; et nous avions pris en première approximation

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\frac{zz'e^2}{\varepsilon kT}\frac{1}{r}}.$$

3. *Signification et évaluation des rayons r_0 et r_1.* — *a.* On considère que r_0 représente la plus courte distance possible entre les deux ions, c'est-à-dire la somme des rayons ioniques. L'électrochimie livre des rayons apparents (rayons d'hydratation) d'après les conductibilités ([2]), à savoir :

F^- : $r^* = 1,6$ Å, Fe^{++} : $r^* = 3,3$ Å.

Pour ces deux ions, nous trouvons donc $r^*_{F^-} + r^*_{Fe^{++}} = 4,9$ Å en excellent accord avec la valeur 5,2 Å qui est nécessaire pour rendre compte d'après les formules obtenues au paragraphe 1 du déplacement de la fréquence de résonance de F en présence de Fe^{++} ([3]).

b. r_1 représentera la distance où le champ électrique dû à l'ion O est égal au champ moyen E_m que subit l'ion paramagnétique de la part des dipôles H_2O environnants. En effet, au delà de cette distance, il n'y a plus de corrélation

([2]) *Handbuch der Physik*, Bd 13, ch. 13, p. 440-499.
([3]) *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 1094.

entre le blocage et la position de l'ion, M redevient isotrope et ne contribue plus au terme anormal H″ (en réalité il y a diminution continue de cette corrélation quand on éloigne les deux ions, mais l'analyse de cette situation prouve qu'il est suffisant de considérer cette corrélation comme absolue au-dessous de r_1 et inexistante au-dessus).

Pour évaluer r_1 il faut connaître E_{aq}; nous en avons estimé un ordre de grandeur en remarquant que $2e\overrightarrow{E_{aq}}$ est une force aléatoire qui admet une densité spectrale telle que :

$$\overline{(2e\,E_{aq})^2} = \int \mathcal{J}_\nu\, d\nu.$$

Admettons par analogie avec la théorie du mouvement brownien qu'à cette force aléatoire corresponde un coefficient d'amortissement f_e.

Alors :

$$\overline{(2e\,E_{aq})^2} = 6 f_e k T \nu_{max},$$

ν_{max}^{-1}, est le temps de corrélation τ intervenant en théorie du mouvement brownien, défini par la relation

$$x^2 = \frac{2kT}{f}\tau,$$

où f est le coefficient d'amortissement de la loi de Stokes et $\sqrt{x^2}$ est de l'ordre des dimensions des ions ou molécules (disons 1 ou 2 Å). Si l'on admet que les actions électriques jouent un rôle notable dans les forces de viscosité on peut penser que f_e/f est de l'ordre de l'unité et l'on peut achever le calcul qui livre une valeur de l'ordre de 10 Å pour r_1. L'incertitude sur r_1 ne joue guère dans le cas d'un ion résonant négatif (F^-), d'autre part les valeurs expérimentales de H″ dans le cas d'un ion résonnant positif (Li^+) sont petites et assez grossières, finalement cet ordre de grandeur convient très bien dans les deux cas.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Contribution à l'étude du mécanisme des phénomènes d'activité dépolarisante et catalytique des bioxydes de manganèse.* Note de M. **Jean Brenet** et Mlle **Anne-Marie Briot**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'étude de l'évolution des propriétés dépolarisantes des bioxydes en fonction de certains traitements thermiques opérés sur des bioxydes de manganèse actifs conduit à bien confirmer l'influence d'une phase cristalline nouvelle à côté de la phase pyrolusite. Cette phase paraît bien d'une part conditionner l'état disloqué des cristaux qui semble désirable pour conférer des propriétés dépolarisantes et catalytiques à un bioxyde de manganèse et d'autre part jouer un rôle dans la détermination du potentiel électrochimique de ces composés.

L'un de nous a posé à plusieurs reprises le problème de l'activité dépolarisante des bioxydes de manganèse utilisés dans les couples électro-

chimiques. Il a été démontré [1] que cette activité correspondait au point de vue cristallographique à une modification profonde des diagrammes de rayons X de ces corps par rapport aux diagrammes de la pyrolusite quadratique qui est pratiquement à peu près inactive. Il y aurait coexistence d'une phase cristalline supplémentaire avec la phase pyrolusite. Les diagrammes de poudre obtenus par diffraction électronique [2] font penser que cette phase préexiste déjà, mais surtout à l'état superficiel, sur les cristaux de pyrolusite inactive et même considérée comme chimiquement pure.

Pour préciser l'évolution de certaines caractéristiques physico-chimiques des bioxydes activés, nous avons provoqué, puis diminué volontairement l'activation. Pour cela, nous sommes partis d'un bioxyde de manganèse chimiquement pur dont le diagramme aux rayons X donnait la structure quadratique. Nous avons ensuite activé ce produit de telle manière qu'aucune impureté ne puisse être introduite. Enfin, nous avons diminué l'activité de ce produit en opérant un séchage à 320°, soit en atmosphère oxygénée, soit en atmosphère azotée. La température a été choisie en raison d'études en cours sur les transformations thermiques des bioxydes de manganèse ou présumés tels. Il semble bien, en effet, d'après nos premiers résultats, que la température de 300-325° correspond à une transformation endothermique d'une phase en une autre sans qu'il y ait réduction du composé à un état d'oxydation inférieure du manganèse.

Pour confirmer l'ensemble des résultats obtenus, nous avons opéré des traitements thermiques analogues sur d'autres produits activés et même sur un produit naturel présentant déjà une activité notable.

Les résultats essentiels obtenus actuellement sont les suivants :

1° Le traitement thermique soit sous l'oxygène, soit sous l'azote a pour effet de réduire de plusieurs centièmes de volt le potentiel électrochimique.

2° L'abaissement du potentiel est toujours nettement plus marqué en opérant sous l'azote. Ceci tendrait à nous faire penser que l'oxygène a pu s'adsorber sur les cristaux principalement pendant le refroidissement du produit.

3° Les possibilités dépolarisantes du composé sont nettement diminuées dans tous les cas, mais en quantité comparable, que l'on ait opéré sous l'oxygène ou sous l'azote. Cette diminution est de 25 à 50 % suivant l'activité du produit initial.

4° Les analyses chimiques des produits traités en atmosphère azotée nous montrent que l'écart à 100 du bilan de l'analyse est nettement

---

(1) J. Brenet et A. Héraud, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1487.

(2) J. Brenet, H. Forestier et J. Boissier, *Congrès de Microscopie électronique*, Paris, 1950 (sous presse).

diminué, mais reste toujours de l'ordre de 5 à 6 %. En outre, la teneur en oxygène actif vis-à-vis du réducteur employé dans l'analyse est également accrue. Par contre, le bilan du produit traité en atmosphère oxygénée n'a pas sensiblement augmenté, mais la teneur en oxygène actif vis-à-vis du réducteur employé dans l'analyse s'est accrue. Ceci confirme semble-t-il la présence d'oxygène adsorbé.

5° L'état cristallin du composé est amélioré, car les anneaux de diffraction du composé après traitement thermique semblent légèrement plus fins. Une diminution encore accrue du pouvoir dépolarisant permettra de préciser encore davantage ce point. Ces résultats nous conduisent aux conclusions suivantes :

Il y a opposition entre l'accroissement de l'oxygène actif tel qu'il est envisagé dans les dosages chimiques et la diminution du potentiel électrochimique du composé. Ceci confirme bien que l'origine du potentiel électrochimique, toujours assez élevé, observé sur les produits activés, ne peut être rattaché directement au seul composé MnO_2. Ce potentiel est surtout en relation avec l'état cristallin, c'est-à-dire avec la présence de la phase supplémentaire mise en évidence par les rayons X. Nous continuons, dans l'état actuel de nos études, à considérer que, par sa formation, cette phase supplémentaire est en grande partie responsable de l'état disloqué des cristaux de pyrolusite ainsi que nous l'avons déjà exprimé par ailleurs ([3]).

D'ailleurs, cet état disloqué ne peut que favoriser la variation de pression de dissolution des ions Mn dans une solution, donc entraîner la variation du potentiel électrochimique ainsi que modifier l'équilibre entre les états réduit et oxydé des ions dans les cristaux et la solution.

Enfin, en considérant les bilans des analyses, nous sommes également conduits à confirmer notre conception ([1]) de l'existence d'un composé hydroxylé du manganèse qui serait responsable de la phase supplémentaire. En effet, la diminution de l'écart par rapport à 100 du bilan des analyses lors du traitement sous l'azote nous laisse bien penser au départ d'un élément volatil qui serait de la vapeur d'eau due à la décomposition des composés hydroxylés.

Notons toutefois qu'il ne nous paraît pas que la phase supplémentaire existant dans les bioxydes actifs suffise à elle seule pour conférer une activité à un dépolarisant. Il nous paraît, en effet, souhaitable d'avoir la coexistence de cette phase supplémentaire avec la phase pyrolusite à cristaux disloqués. En outre, cette phase peut avoir une influence importante sur la persistance de l'activité du polarisant dans certaines conditions d'utilisation.

([3]) J. Brenet, *Comptes rendus* 231, 1950, p. 543; J. Brenet et A. Héraud, *Revue Générale d'Électricité*, 60, n° 1, 1951, p. 17.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude des variations du potentiel d'oxydo-réduction au cours de la précipitation des hydroxydes ferreux et ferrique.* Note (*) de Mlle **Marguerite Quintin**, présentée par M. Louis Hackspill.

Étude du potentiel d'oxydoréduction Fe^{++}/Fe^{+++} en fonction du pH. Les pentes de la courbe observée ne sont à aucun moment en accord avec une précipitation à l'état de $Fe(OH)_3$ et de $Fe(OH)_2$. Il y a vraisemblablement d'abord évolution d'un précipité ferrique chargé, puis autooxydation de l'hydroxyde ferreux naissant, enfin équilibre entre le précipité ferreux et le précipité ferrique.

L'étude de la variation du potentiel d'oxydoréduction E d'un système ferreux-ferrique en fonction du pH doit permettre de préciser la composition et l'équilibre des composés intermédiaires se formant dans la précipitation des sels ferreux et des sels ferriques par les bases.

Les mesures sont faites à 20° sous azote, 10 minutes après chaque addition de soude. Elles sont stables et paraissent correspondre à des valeurs d'équilibre.

La courbe de la figure 1, représente les variations de $\mathcal{F}E/2,3RT$ en fonction du pH pour un mélange $FeCl_2$ 0,5 M; $FeCl_3$ 0,5 M. Elle se divise en cinq parties distinctes :

1° Avant toute précipitation (portion AB), le potentiel d'oxydoréduction

$$E = E_0 + 2,3\,\frac{RT}{\mathcal{F}}\log\frac{[Fe^{+++}]}{[Fe^{++}]} \qquad (1)$$

est indépendant du pH et voisin du potentiel normal E_0 [1].

La précipitation commençante a lieu vers pH 2,0 valeur un peu supérieure à celle que l'on peut calculer à partir du produit de solubilité :

$$[Fe^{+++}][OH^-]^3 = 4.10^{-38}. \qquad (2)$$

2° Si à partir du point B, l'hydroxyde ferrique précipitait sous forme $Fe(OH)_3$, on devrait avoir, en tenant compte des relations (1) et (2) : $\mathcal{F}E/2,3RT = \text{const.} - 3\,pH$ or, la pente de la droite BC est le double de celle prévue.

Il est donc vraisemblable de penser que le long de BC on a affaire à un processus complexe.

3° Au point C, le pH est de l'ordre de 5,0; on pourrait penser qu'il s'agit de la précipitation commençante de l'hydroxyde ferreux [2]. Cependant la droite CD ne représente pas la précipitation simultanée de $Fe(OH)_3$ et $Fe(OH)_2$.

(*) Séance du 26 février 1951.

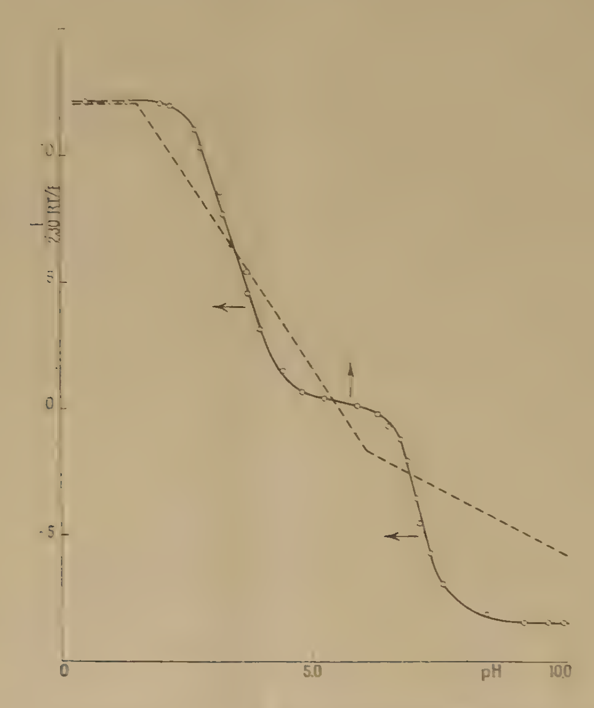
[1] Pour des concentrations égales en Fe^{+++} et Fe^{++} l'activité $[Fe^{+++}]$ doit être un peu inférieure à l'activité $[Fe^{++}]$. Donc $E < E_0$.

[2] Krause, *Z. anorg. Chem.*, 174, 1928, p. 146.

Le produit de solubilité de $Fe(OH)_2$ est

$$(3) \qquad [Fe^{++}][OH^-]^2 = 1,65.10^{-15}.$$

Les relations (1), (2) et (3) conduisent donc à $\mathcal{F}E/2,3\,RT = \text{const.} - pH$. C'est-à-dire à une droite dont la pente est double de celle observée expérimentalement. Il faut admettre que l'hydroxyde ferreux, extrêmement autooxydable ([3]) se transforme, sous l'influence de traces d'oxygène ([4]), pour donner peut-être un composé ferreux-ferrique.



Précipitation $FeCl_2$ 0,5 M; $FeCl_3$ 0,5 M par KOH 1,0 M.
-------- Courbe théorique. ———— Courbe expérimentale.

4° Très rapidement, lorsque le pH augmente, le précipité brunit, puis noircit. Krause d'une part, Baudisch d'autre part, ont montré que l'oxydation de l'hydroxyde ferreux conduit à diverses formes d'oxyde ferrique suivant le pH de la solution. Mais, qu'en milieu alcalin, la réaction est incomplète le rapport $(Fe^{+++})/(Fe^{++})$ étant alors constant. E doit être, dans ces conditions, indépendant du pH. C'est ce que vérifie la portion FG de la courbe.

Si l'on fait varier le temps de contact des réactifs, on obtient des courbes analogues à celles de la figure 1, E et le pH variant tous deux en fonction du

([3]) O. Baudisch et L. A. Welo, *J. Biol. Chem.*, 61, 1924, p. 261; 64, 1925, p. 753.

([4]) Traces existant à l'état dissous dans l'eau non bouillie et même renouvelées par le barbotage d'azote dont la purification n'est pas absolue.

temps. Les flèches de la figure 1 indiquent le sens dans lequel la courbe se déforme avec le temps. Les pentes des différentes portions de la courbe restent constantes, c'est-à-dire différentes de celles imposées par une précipitation à l'état de $Fe(OH)_3$ et $Fe(OH)_2$.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Structure de la corynanthéine cristallisée.* Note (*) de MM. VLADŌ PRELOG, MAURICE-MARIE JANOT et ROBERT GOUTAREL, présentée par M. Marcel Delépine.

L'élimination successive des groupements oxygénés (1) de la corynanthéine cristallisée (I) aboutit au corynanthéane (III) $C_{19}H_{26}N_2$, F 182°, lequel, donnant par deshydrogénation sélénique l'alstyrine (IV) (coryline) ou α-(α-diéthyl-3.4 pyridine) β-éthylindol (2), ne saurait être un isomère du yohimbane.

Des trois radicaux $-C_2H_5$ de l'alstyrine, l'un provient de la rupture hétérocyclique C(5)-N(*b*); des deux autres, un second peut dériver d'une rupture C—C et le troisième, préexister dans le corynanthéane. Ce dernier présente un spectre I. R. avec une bande =NH et possède un H mobile (H %, trouvé 0,36; calculé 0,35) ce qui interdit toute liaison supplémentaire à l'atome d'azote N(*a*) indolique.

IV V I II CH_2—CHO ⟶ III

L'obtention de l'alstyrine également par deshydrogénation sur charbon palladié conformément à la réaction $C_{19}H_{26}N_2 \rightarrow C_{19}H_{22}N_2 - H_2$, ainsi qu'une réaction de Kuhn-Roth positive (CH_3 %, trouvé 4,29; calculé 5,29) confirment la présence d'un radical-éthyl dans le corynanthéane, alors qu'il ne peut être décelé dans la corynanthéine (Kuhn-Roth négatif). Cette chaîne carbonée doit être le support des groupements fonctionnels oxygénés de la corynanthéine.

(*) Séance du 19 mars 1951.

(1) M.-M. JANOT et R. GOUTAREL, *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 152-154.

(2) P. KARRER et P. ENSLIN, *Helv. Chim. Acta*, 33, 1950, p. 100.

Le produit précédemment dénommé corynanthéone ([7]) est en réalité un aldéhyde (réaction de Schiff positive), il doit porter le nom de corynanthéal (II). $C_{19}H_{22}ON_2$. F 238°, ClH dinitro-2.4 phénylhydrazone F 255° ($C_{25}H_{26}O_4N_6$, ClH. C 57,8; H 5,6; N 16,3; calculé C 58,7; H 5,3; N 16,5).

La corynanthéine possède donc une fonction ester méthylique conjuguée à une fonction éther méthylique d'un alcool vinylique et les transformations suivantes rendent compte de la production du radical-éthyl.

$$H_3C-OOC-\overset{|}{C}=CHOCH_3 \rightarrow \overset{|}{C}H_2-CHO \rightarrow \overset{|}{C}H_2-CH_3$$

Ceci est confirmé par l'obtention d'acide formique dans les produits d'ozonolyse de la corynanthéine $=C=CHOCH_3 \rightarrow HCOOCH_3$ (HCOOH %; trouvé 10,8; calculé 12,5; formiate de p.Br—phénacyle, F 142° pas de dépression de la fusion avec le produit synthétique) et aussi par la présence d'une bande C=C dans le spectre I. R. de la corynanthéine, qui disparaît dans les spectres I. R. du corynanthéal et du corynanthéane.

Les groupements fonctionnels sont rattachés aux carbones (15) ou (16); si on les supposait fixés au carbone (7), il en résulterait une conjugaison avec le cycle indolique qui modifierait considérablement le spectre U. V. de la corynanthéine. Nous choisissons le carbone (15), car le second produit de la déshydrogénation sélénique de la corynanthéine ou déséthylcorylline a la formule (V) démontrée par ozonolyse : obtention d'acide éthyl-3 pyridine carboxylique-6, F 98° ($C_8H_9O_2N$, trouvé %, C 63,58; H 6,04; N 9,27, calculé %, C 63,56; H 6,00; N 9,27) dont la décarboxylation donne l'éthyl-3 pyridine (picrate, F 124-125°, pas de dépression avec le produit synthétique; $C_{13}H_{12}O_7N_4$, trouvé %, C 46,47; H 3,55; calculé %, C 46,43; H 3,60). La perte d'un radical $-C_2H_5$ par rapport à l'alstyrine est favorisée par la présence des fonctions oxygénées et de la double liaison.

Le troisième radical — C_2H_5 fixé à C (16) doit provenir de la rupture d'une liaison, soit sur le carbone (3), soit sur le carbone (14).

Enfin, du point de vue de la biogenèse, la formule (I) proposée pour la corynanthéine cristallisée, peut dériver d'un précurseur semblable à celui décrit pour les alcaloïdes des Cinchona et des Yohimbe ([7]), formé par condensation du tryptophane, d'un dérivé de la dihydroxyphénylalanine et de l'aldéhyde formique.

Conclusion. — La corynanthéine cristallisée peut répondre à la formule (I) proposée qui explique tous les faits jusqu'alors observés et caractérisée principalement par l'enchaînement $H_3COOC-C=CHOCH_3$, non encore signalé semble-t-il, dans le règne végétal.

([7]) R. GOUTAREL, M.-M. JANOT, V. PRELOG et W. I. TAYLOR, *Helv. Chim. Acta*, 33, 1950, p. 150-164.

GÉOLOGIE. — *Écoulement et serrage final des Alpes Occidentales.* Note de M. **Frédéric Hermann**, présentée par M. Paul Fallot.

Dans des Notes récentes ([1]), j'ai exposé la conception nouvelle d'une structure clastique générale et de l'intervention de l'écoulement dans la formation de l'édifice des Alpes Occidentales.

L'arrière de la future nappe du Saint-Bernard, les dépôts de couverture du socle européen aminci, objet, dès le Houiller, d'alternances complexes d'immersions, d'émersions et d'érosions (irrégularité des sédimentations, souvent sporadiques), poursuivies jusqu'à la fin du Trias, où il semble déjà émergé, était probablement très érodé au moment de subir, très tôt, l'*écoulement de la nappe des schistes lustrés*, qui n'a laissé sous lui aucun résidu plus récent que le Trias.

Cette nappe poussait à son avant un coussinet, la nappe des gypses, développé surtout en Maurienne et Tarentaise, sporadique ailleurs et en arrière, notamment dans les minces résidus de carnieules, gypses, dolomies et calcaires, qui recouvrent, non continus, décollés et transgressifs, le Pli de Valsavaranche, les écailles de Rhèmes et, à l'Est, le lambeau de l'Ergischhorn. Ce dernier semble décollé et charrié sur les trois sous-jacents dès le début de l'écoulement, aucune trace de schistes lustrés n'étant connue au-dessous. Cela indique une avancée sans obstacle et une structure très simple de la partie, minime, érodée à l'avant.

Bientôt brisée en écailles listriques, la nappe vint buter au Tertiaire contre les parties plissées, à mésozoïque complet, de l'avant. Ses écailles arrières, charriées au-dessus, ne purent plus araser que des parties très superficielles du haut des écailles frontales.

A l'arrière, la nappe a recouvert les croupes destinées à former les nappes du Groupe Mont-Rose, les intrusions simiques tendant à prédominer, au cours de l'écoulement et vers son arrière, sur quelques résidus d'argiles.

La nappe s'est écoulée par endroit au delà ou parmi les écailles du front de celle du Saint-Bernard : *a.* au Mont Genèvre et jusqu'au delà de Briançon; *b.* autour du Mont Jovet et des Gypses de la Dent de Villard et de Pralognan-Col des Saulces; *c.* au Col du Palet, ses Gypses atteignant la Plagne de Champagny; *d.* autour du Petit Saint-Bernard, y dépassant même, en grand lambeau, la Nappe du Briançonnais. Pincée plus tard par celle-ci en sous-charriage et charriée sur la Nappe de l'Embrunais, elle porte sur soi, en plus de Roches vertes, les Gneiss de la Pointe Rousse, lambeau arraché à la Nappe de la Dent Blanche.

La nappe s'est écoulée aussi, fort loin, en Valais, dépassant le lambeau de

([1]) *Comptes rendus*, **232**, 1951, p. 642, 859 et 1228.

l'Ergischhorn et les trois sous-jacents, *sur la future Nappe Bérisal-Visperterminen*, puis sur la région où, vers la fin de l'orogénie, se sont déclenchées les *Nappes d'Antigorio et du Monte Leone*; elle arriva enfin *sur le Lias noir de couverture du Gothard*, non surgi.

Elle portait les *Gneiss du Lebendun*, lambeau frontal arraché à la Nappe de la Dent Blanche, et un cortège d'ophiolites (Bosco, Zeneggen, etc.).

Cette interprétation considère : *a*. que l'éjection par cisaillement, à composante oblique, et le serrage de la matière intermédiaire (Schistes lustrés à intrusions plus rares, à cause de l'écoulement précoce et rapide) y étaient plus intenses qu'à l'Ouest; *b*. que l'axe de l'ellipse du Massif de la Dent-Blanche passe très en avant du bord actuel du Gothard; *c*. que les distances, de Bosco-Gurin ou du Lias du Gothard, à la limite actuelle Sésia-Schistes lustrés sont très inférieures à celles qui en séparent la Becca de Lovégnoz (Val d'Hérens) ou le mont Jovet.

Une hypothèse plus compliquée pourrait supposer les Gneiss Lebendun arrachés du front disparu du Groupe Valaisan du Saint-Bernard, peu apte à les fournir (toujours, toutefois, par les Schistes lustrés, ne pouvant provenir que de *leur* nappe). Des analogies existent entre les roches du Lebendun et celles des lambeaux frontaux de la Dent-Blanche.

Les phases finales du serrage ont déclenché en biseaux le socle bordier européen dénudé, livrant passage à quelques intrusions, faisant avancer les *Nappes-traîneaux du Groupe Mont-Rose* à refouler le matériel entassé à l'avant (Schistes lustrés, Saint-Bernard) et déclencher, par la résistance brusquement surgie, la gerbe d'éclats des Mischabel, le faisceau listrique de Rhêmes, le charriage en retour du Pli de Valsavarenche, etc.

Par effet du serrage plus intense local entre le Gothard et la Ligne du Tonale, en avant des biseaux avortés de la Camughera et de la Bogna (coins locaux exprimés obliquement, tout comme le Mont-Rose, par le cisaillement Est-Ouest), d'un plissement quasi intercutané naquit la *Nappe d'Antigorio* et, au-dessus, recouvrant et pinçant sous soi les Gneiss Lebendun et leur cortège, la *Nappe du Monte-Leone*. Au cours de sa formation, celle-ci a transporté, tourné, gauchi et remanié au-dessus d'elle, jusqu'à s'y coincer au Monte-Leone même et à l'enserrer dans la cuillère du Bortelhorn, la nappe incombante Bérisal-Visperterminen.

L'orogénie des Alpes Occidentales présente une *cause* : l'avancée dinaro-africaine contre le socle européen et une *force motrice*, modeste : l'onde simique surgie entre les deux môles par compensation insuffisante de la striction, onde qui, s'avançant sous le socle européen dut le soulever à contre-pente. Dès lors, le mouvement résulta surtout de la gravité, nourrie par la surcharge de nouvelles unités venant de l'arrière.

Dans une telle structure une « direction des plis » ne peut être que toute locale et particulière à chaque pli pris isolément et est difficile à établir sans

erreur. Il en est de même pour la « montée axiale » et pour la « direction de poussée », celle-ci n'existant, dans l'écoulement, qu'en convergences et divergences, dans le temps et l'espace. Les continuités, structurales ou de faciès, entre éléments tectoniques distincts sont illusoires. Il y a, au plus, des analogies, qui risquent de fourvoyer la recherche ou de la figer en schémas.

Cette conception ne fait appel à aucune hypothèse invérifiable par essence; elle cherche à ne s'appuyer que sur des faits constatables, accessibles tout au moins dans leur effet. Elle est apte d'ailleurs à se modifier selon les résultats des recherches à venir.

GÉOLOGIE. — *Preuves de l'âge crétacé (Maestrichtien-Danien) des marnes dites « suessoniennes » dans les Monts de Téboursouk (Tunisie septentrionale).* Note de Mme **Suzanne Arnould-Saget**, MM. **Jean Bolze** et **Albert F. de Lapparent**, présentée par M. Paul Fallot.

La puissante série crétacée des Monts de Téboursouk se termine par une assise de marnes brunes, noduleuses, à cristaux de gypse. Elles sont encadrées : au-dessous par un complexe de marnes et de calcaires crayeux à Inocérames, appartenant au Sénonien supérieur (Campanien, Maestrichtien *pro parte*); au-dessus par des calcaires à Nummulites représentant l'Éocène moyen (Lutétien et peut-être Yprésien).

D'après les auteurs ayant étudié la région (L. Pervinquière, M. Solignac), on considérait jusqu'à présent que ces marnes brunes devaient représenter le Danien et l'Éocène inférieur : elles portent en effet la notation $e_{\text{IV-V}}$ sur les cartes au 1/200 000.

On admettait ainsi une continuité de sédimentation entre le Secondaire et le Tertiaire et l'on avait attribué au complexe marneux le nom de « suessonien », emprunté à D'Orbigny et pris ici dans un sens large.

Au cours d'une excursion commune (Décembre 1950), près de la Maison cantonnière de l'Oued-Kedim, 25 km à l'Est du Kef, nous avons découvert au sommet du complexe marneux, puissant ici de 110 m, et à une dizaine de mètres seulement au-dessous des calcaires nummulitiques, un gisement fossilifère à riche faune pyriteuse. Nous y avons récolté : des cœlentérés, des gastéropodes, des brachiopodes (en particulier *Terebratulina chrysalis* Schloth. du Maestrichtien), des crinoïdes et deux ammonites (*Parapachydiscus* sp. et une forme *Ptychoceras* du Sénonien supérieur). Bien que cette faune soit encore à l'étude, la présence d'ammonites exclut d'ores et déjà la possibilité d'un âge éocène pour ces marnes.

Dans la même région, près de Gafour, l'un de nous (J. B.) a retrouvé au sommet d'un affleurement marneux identique les mêmes crinoïdes et les mêmes polypiers.

L. Pervinquière ([1]), en Tunisie centrale, et M. Solignac ([2]), en Tunisie septentrionale, avaient d'ailleurs déjà découvert des faunes semblables dans les marnes en question. Mais ils n'en avaient pas tiré les conséquences et attribuaient, malgré tout, la partie supérieure des marnes au Paléocène.

D'autre part, sur ces marnes, reposent en « accordance », mais parfois aussi, localement, en discordance, les calcaires nummulitiques. Ceux-ci débutent, spécialement à l'Oued-Kedim, où ils sont concordants sur le Sénonien supérieur, par des couches détritiques glauconieuses avec nombreux quartz bipyramidés triasiques, remaniés. Tout ceci indique une large transgression et le début d'un nouveau cycle sédimentaire.

L'étude de la microfaune de ces marnes, par M. J. Singal, d'après des prélèvements effectués systématiquement par l'un de nous (J. B.), a révélé que la série marneuse de l'Oued-Kedim, épaisse de 110 m, monte jusqu'au Maestrichtien tout à fait supérieur, et que celle du Kef, puissante de 500 m, présente, au-dessus du Maestrichtien, un « Danien », mais pas encore la microfaune typique du Paléocène. La différence d'épaisseur du complexe marneux, qui peut varier dans la région de 50 à 600 m, doit s'expliquer selon nous de deux façons. D'une part, la série était originellement plus épaisse dans les zones synclinales largement ouvertes (Le Kef, Dj. Goraa), plus réduite, au contraire, dans les zones anticlinales à noyaux diapirs, déjà esquissées probablement au Crétacé. D'autre part, en certains points, une partie des marnes, plus ou moins importante selon les cas, a été enlevée par une érosion antérieure à la transgression de l'Éocène moyen. C'est ainsi que la plus grande partie du Danien n'existe plus à l'Oued Kedim.

Mais de toutes façons, il ne reste point place pour un groupe Éocène inférieur (Montien-Thanétien-Sparnacien), dont on peut admettre la lacune dans la région. Et nous pensons que les couches phosphatées du Kef se présentent comme un faciès marin littoral lié au cycle de l'Éocène moyen : leur âge serait Lutétien inférieur ou Yprésien, mais non Paléocène.

GÉOLOGIE. — *Présence du Viséen dans le bassin houiller de Christian (Maroc Central).* Note (*) de M. **Henri Termier** et Mme **Geneviève Termier**, transmise par M. Pierre Pruvost.

Pour mieux connaître la structure profonde du bassin houiller de Christian ([1]), ([2]), lequel avait déjà fait l'objet de minutieuses études en surface,

---

([1]) *Étude géologique de la Tunisie centrale, Thèse*, Paris, 1903.
([2]) *Étude géologique de la Tunisie septentrionale, Thèse*, Lyon, 1927.

(*) Séance du 5 mars 1951.
([1]) H. Termier, *Notes et Mém. Serv. Géol. Maroc*, n° 33, 1936, p. 604-611.
([2]) P. Pruvost et H. Termier, *Comptes rendus*, 229, p. 7-9, 4 juillet, 1949.

exécutées par MM. Levy et Tilloy, un sondage a été pratiqué par le Bureau de Recherche et Participations Minières dans la vallée de l'oued Grou, à environ 1km au Nord de la faille limite du bassin, au point de coordonnées 407,0-306,6, en une région où les conglomérats rouges, si importants plus au Nord-Ouest, se trouvent presque réduits au minimum. Terminé le 23 février 1949, ce sondage de 423m a recoupé 398m de Westphalien en couches peu inclinées (pendage le plus souvent de 10 à 20°) dont la succession en stampe normale fut établie par M. Fauvelet et qui sont représentées par les facies suivants : grès offrant parfois une stratification entrecroisée, conglomérats, schistes bariolés, schistes verts à traces de plantes, schistes à filets charbonneux de quelques millimètres. Ce Houiller, malheureusement stérile, débute par 1m de conglomérat (à éléments mal calibrés et ciment gréseux rouge), qui repose sur des schistes fins et froissés, presque verticaux, rubéfiés à leur partie supérieure. Mais un peu plus bas, entre 400 et 410m, ces schistes qui ont conservé à ce niveau leur couleur noire, renferment *Monograptus uncinatus* Tullb. var. *Taricoi* Gort., indiquant la zone 30 de Miss G. Elles, et *Scyphocrinus* sp. Les couches siluriennes ont été coupées par une faille de tassement, qui a fait descendre *au-dessous d'elle*, un témoin de Carbonifère : à la cote 410m,5, des schistes redressés (plongement d'environ 45°) et d'un faciès presque identique à ceux du Gothlandien, ont fourni *Posidonia Becheri* Bronn, *Goniatites subcircularis* Miller, cf. *Poteriocrinus crassus* Miller et cf. *Coleolus namurensis* Demanet, faunule indiquant la zone V 3 c sup. = D 3 — P 2 — IIIγ du Viséen. A la profondeur de 414m, on retrouve un banc de conglomérat mal calibré à ciment lie-de-vin et grès grossier rougeâtre : il paraît s'agir là encore du conglomérat de base Westphalien redoublé par une autre petite faille. Ces quelques faits nous paraissent appeler les conclusions suivantes :

1. C'est la première fois que, dans le Maroc Central, le Viséen est signalé sous le Westphalien, mais ce témoin de Dinantien supérieur est très mince et n'infirme nullement une des conclusions paléogéographiques déjà formulées, celle de « l'existence soit d'un haut fond recouvert d'une simple pellicule viséenne enlevée par l'érosion avant le dépôt de la formation de Sidi-Kassem, soit plutôt... d'une île qui ne fut jamais complètement submergée » : « l'île ou haut fond de Christian » [([1]), p. 591].

2. Le Viséen paraît transgressif sur le Gothlandien sans interposition de Dévonien. Or, l'Emsien, d'une part, forme entre Christian et l'Oued Berrouaïn une traînée d'affleurements : Afari Ouled Zit, Hajer Bird, Hemka, Fedden Sma, Aouin el Hamina [([1]), p. 317-321] ; d'autre part, il apparaît sur la rive droite de l'Oued Grou, 25km au Nord-Est de Christian et 2km au Nord du Jebel Berkane en un lieu dit Keber Mejboudine. La lacune de l'Eodévonien sur le trajet du sondage indique que la région a été plissée, puis en partie rabotée par l'érosion tournaisienne avant la transgression

viséenne. Il s'agit de mouvements appartenant au groupe des phases érienne, mésodévonienne et bretonne : l'étude de la région de Benahmed permettra peut-être de résoudre cette question.

3. Sur la verticale considérée, le Viséen n'est représenté que par le sommet de sa troisième zone, celle que F. Demanet [(3), p. 172] range dans les « couches de passage » du Dinantien au Namurien. Ce fait s'accorde parfaitement avec ce que l'on savait déjà : « le Viséen supérieur... correspond au maximum d'ampleur et de netteté de la transgression » carbonifère et il « déborde sur l'île de Christian » laquelle « diminue considérablement de largeur » [(1), p. 593-595, dépl. XI, XII, XIII].

4. Les couches de Silurien et du Viséen sont très redressées tandis que celles du terrain de Sidi Kassem n'offrent qu'un pendage assez faible vers le Sud-Est, ce qui confirme la *discordance* déjà reconnue aux affleurements (1), discordance due à une phase antérieure au Westphalien C (2).

GÉOLOGIE. — *Le sondage de Belleville près de Verdun (Meuse).* Note (*) de M. **Pierre Maubeuge**, transmise par M. Pierre Pruvost.

Un sondage profond implanté en 1905 près de Verdun, afin de rechercher un éventuel gisement houiller, s'arrêtait à 1000^{m} de profondeur, sans avoir donné les résultats escomptés. La coupe géologique était des plus incertaines, le travail ayant été réalisé au trépan; on ignorait même si la base de la recherche était encore dans le Lias. Toutefois, un carottage sur quelques mètres et des analyses de boues avaient montré une minéralisation au passage présumé du prolongement du Bassin ferrifère lorrain (Aalénien).

Dans le cadre d'une étude du prolongement éventuel du gisement ferrifère lorrain, un nouveau sondage a été réalisé de 1950 à 1951 en un point voisin du premier, à la demande du Service des Mines, par le Groupement auxiliaire de l'Industrie des Mines de Fer.

Battu au trépan jusque 310^{m} de profondeur, le forage a été ensuite carotté jusque sa base, à 704^{m}, où il avait encore un diamètre de 120^{mm}. Les pertes de carottes ont été des plus minimes et une coupe très détaillée des terrains traversés a pu être levée. L'Institut français du Pétrole a suivi les travaux dans un but d'étalonnage des terrains et des essais géophysiques ont été, à plusieurs reprises, réalisés.

Je publierai ultérieurement la coupe détaillée de cette recherche. Mais il m'a paru utile d'en donner dès maintenant une coupe sommaire, vu l'intérêt général des documents recueillis.

---

(3) *Mém. Mus. Roy. Belgique*, Mém. n° 84, 1938.

(*) Séance du 12 mars 1951.

Ont été traversés : de 0 à 9^m, alluvions de la Meuse; de 9 à 38^m, calcaires de l'Argovien; de 55 à 310^m, « argiles de la Wœvre » (Oxfordien et Callovien indifférenciés); après une surface d'érosion, de 310 à 350^m,26, « Dalle d'Étain » : calcaire tantôt oolithique, tantôt cristallin, avec passées marneuses; de 350,20 à 398^m,90, Bathonien marneux à Brachiopodes, avec lits calcaires. A 384^m,60, conglomérat avec graviers de quartz; de 398,90 à 406^m,40, Bathonien inférieur? équivalent des « Caillasses à *Anabacia* » : calcaire pisolithique marneux; de 406,40 à 442^m,20, calcaires oolithiques et cristallins et marne, zone à *Parkinsonia Parkinsoni*, Bajocien supérieur; de 442,20 à 446^m,40, calcaire cristallin et marne, équivalent du calcaire oolithique « Oolithe de Jaumont » et des « Calcaires sableux de la vallée de l'Orne » (zones de *Garantiana Garanti* et *Strenoceras niortense* : base du Bajocien supérieur); après une surface d'érosion, de 466,40 à 513^m, Bajocien moyen coralligène; après une surface d'érosion, de 513,90 à 549^m, Bajocien inférieur calcareo-sableux et marnocalcaire, zones à *O. Sauzei*, *W. Lævuscula* et *S. Sowerbyi* indifférenciées; de 549 à 573^m, « Marnes micacées », marnes et calcaires sableux du Bajocien inférieur, zone à *H. discites*; la base est reconnue à quelques centimètres près par plusieurs *Hyperlioceras* du groupe de *discites*; de 573 à 584^m, Aalénien bien daté paléontologiquement, marnes micacées avec ou sans oolithes ferrugineuses, minces passées de minerai oolithique rougeâtre; de 584 à 704^m, Toarcien, en grande partie, jusque 660^m, faciès des « Grès supraliasiques », argiles micacées sableuses ou grès argileux. Il est certain que la base du sondage était dans le Toarcien inférieur, zone à *Harpoceras falcifer*, de faciès argileux.

Il convient surtout de remarquer ce qui suit. On a maintenant une évaluation exacte de la puissance des différents étages dans cette partie profonde du Bassin parisien. Le Bathonien supérieur, ou « Dalle d'Étain », puissant d'une quinzaine de mètres dans la région d'Étain, voit ici son faciès descendre plus profondément dans le Bathonien; mais le faciès oolithique, à peine marneux, a fait place à des couches plus terreuses et micacées, à passées oolithiques. Le Bathonien moyen nous montre un étrange conglomérat avec quartz roulés, alors que l'on est loin des rivages et dans la zone d'ennoyage du Jurassique moyen sous le Jurassique supérieur toujours marin. La base du Bathonien pose un singulier problème : le faciès si fossilifère des « Caillasses à *Anabacia* » de Lorraine centrale est inconnu, mais le faciès marno-calcaire connu plus à l'Est, avec les « Marnes à *Z. globata* » de base, sableuses, n'existe plus. A la base du Bajocien supérieur, l' « Oolithe de Jaumont » a disparu pour faire place à un faciès marno-calcaire, détritique. L'Aalénien passe directement de façon continue au Bajocien inférieur sans présenter de lacunes stratigraphiques *apparentes* (conglomérats ou surface d'érosion) à son toit. Cet Aalénien dépourvu de toute valeur minière est considérablement atrophié par rapport au bassin ferrifère voisin; son minerai s'apparente pétrographiquement aux minerais du Bassin de Nancy plus qu'à ceux de la Lorraine septentrionale. Le Toarcien présente un étrange faciès détritique inattendu dans une telle région du Bassin parisien; j'y ai trouvé d'ailleurs un véritable conglomérat. La base de ce Toarcien ne présente pas le faciès papyracé, pétroligène, connu en bordure orientale du Bassin parisien, mais sa faune est identique.

Une conclusion capitale ressort quant à l'Aalénien : comme je l'ai écrit ailleurs (1), le Bassin ferrifère lorrain apparaît comme une zone de sédimentation par effet de la subsidence, dans des conditions lagunaires, tout près des lignes de rivages ; une paléogéographie toute différente nous est montrée, en effet, par le sondage de Verdun, en allant vers le centre du Bassin parisien. L'étude géologique détaillée du « Lusitanien » de la région de Verdun m'a montré que les conditions littorales qui régnaient plus à l'Est à l'Aalénien s'y font sentir au-dessus d'un Aalénien qui n'est donc plus littoral ; il y a eu déplacement latéral des conditions de sédimentation littorale dans le temps, ce qu'explique parfaitement la paléogéographie générale.

PÉDOLOGIE. — *L'altération de roches gabbroïques en Guyane.* Note de Mlle **Simonne Caillère** et M. **Stéphane Hénin**, présentée par M. Albert Demolon.

Au cours d'une mission en Guyane, l'un de nous a été frappé par l'aspect que présentaient deux blocs de roches de forme sphérique ayant 40 à 60 cm de diamètre et reposant sur le sol. L'un gisait sur la plage de Cayenne, au pied d'une petite falaise d'où visiblement il avait été détaché. Le second se trouvait dans une carrière située près de l'aérodrome du Gallion à environ 25 km au Sud de Cayenne, à l'intérieur des terres.

En attaquant ces blocs au marteau, une croûte rougeâtre de 10 à 20 cm d'épaisseur s'est détachée et l'on pouvait observer au-dessous, après une transition de quelques millimètres, la roche intacte.

L'étude microscopique des matériaux frais fait ressortir leur grande analogie.

La roche de Cayenne est une dolérite constituée essentiellement par de grands cristaux de labrador et un pyroxène monoclinique du type pigeonite. Assez fréquemment le plagioclase est moulé par le quartz et l'orthose formant une association micropegmatique. On constate accessoirement la présence de lamelles de biotite et d'ilménite.

La roche de la carrière du Gallion est un gabbro à structure ophitique. Le plagioclase est toujours le labrador, mais le pyroxène type augite-pigeonitique est associé à de l'olivine. Ici encore les minéraux accessoires sont la biotite et l'ilménite.

Les trois premiers paramètres magmatiques déduits de l'analyse chimique (colonnes I et III du tableau) sont dans ces deux cas les suivants : III (4), (5), (4), ce qui prouve que ces roches appartiennent au même magma. Signalons d'autre part leur ressemblance avec deux roches de la même région étudiées par B. Choubert (1).

(1) *Bull. Tech. Mines de Fer*, n° 15, 1949.

(1) *Géologie et Pétrographie de la Guyane Française. O. R. S. O. M.*, Paris, 1949, p. 61.

L'examen des croûtes d'altération ne permet de découvrir qu'exceptionnellement les minéraux de la roche mère; par contre, on y reconnaît une masse d'hydroxydes riches en fer. Les produits ferrugineux sont souvent disposés suivant une trame qui reproduit les fissures des cristaux de plagioclases de la roche originelle.

D'ailleurs, on peut déceler dans la zone de transition, là où le matériel initial est encore reconnaissable, le début de ce phénomène. Enfin, de place en place, on distingue de petits amas d'une phyllite peu biréfringente. L'échantillon de la plage de Cayenne présente, entre le réseau ferrugineux, de beaux sphérolithes d'hydrargillite.

L'analyse chimique effectuée sur les deux roches et sur leurs produits d'altération a donné les résultats groupés dans le tableau ci-dessous :

	Dolérite Cayenne.		Gabbro Gallion.	
	Roche.	Produit d'altération.	Roche.	Produit d'altération.
SiO_2	47,85	19,47	48,57	12,07
Al_2O_3	13,65	24,22	13,71	28,75
Fe_2O_3	7,50	30,15	6,10	30,40
FeO	9,30	1,40	9,30	3,55
MnO	0,18	0,07	0,21	0,11
CaO	10,05	0,25	10,10	0,90
MgO	6,10	0,92	6,44	1,00
Na_2O	1,70	0,52	1,86	0,25
K_2O	0,60	0,47	0,40	0,25
TiO_2	1,85	3,10	1,60	2,85
P_2O_5	0,24	0,18	0,29	0,30
H_2O^-	0,50	4,86	0,55	2,43
H_2O^+	1,00	14,34	0,60	16,80
	100,52	99,95	99,73	99,66

Les produits altérés contiennent outre une très petite quantité de roche fraîche (2 à 9 %), de la kaolinite 15 %, de l'hydrargillite 15 à 33 % et 34 % de goethite; enfin, un peu d'hydroxyde à l'état colloïdal. De plus, on retrouve quelques minéraux non altérés de la roche mère, ilménite, rutile et quartz. L'interprétation minéralogique précédente se trouve confirmée par l'étude thermopondérale et l'analyse thermique différentielle. Cette forme d'altération correspond à celles signalées par A. Lacroix ([2]) pour ces mêmes roches tant à Madagascar qu'en Guinée.

([2]) *Minéralogie de Madagascar*, 3, Paris, 1923, p. 113-115.

On peut donc conclure que dans des conditions où l'écoulement de l'eau est facile, les gabbros subissent une évolution rapide caractérisée par la perte de leurs éléments alcalins et alcalino-terreux d'une part et, d'autre part, par le lessivage de la silice. Ainsi ce processus apparaît comme une altération latéritique.

Cette observation semble pouvoir être généralisée car des amphibolites de la même région présentent des transformations identiques à leurs affleurements. Au contraire, les produits d'altération prélevés dans les fissures de ces mêmes roches sont des kaolinites presque pures.

Ces résultats confirment les observations de J. B. Harrisson ([3]) en Guyane Anglaise. Cet auteur a constaté qu'en milieu bien drainé, l'altération des roches éruptives conduisait à la formation d'hydroxydes, alors que là où l'eau séjournait il se formait de la kaolinite.

Nous insisterons également sur le fait que le lessivage de la roche mère amène la disparition presque totale du calcium. Ainsi les sols résultant de cette évolution manqueront manifestement de cet élément, ce dont il faudra tenir compte lors de leur mise en valeur.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Les acides nucléiques des levures de boulangerie au cours de leur culture industrielle.* Note de MM. **Albert Bourdet** et **Raymond Guillemet**, présentée par M. Maurice Javillier.

Les propriétés d'une levure de boulangerie, en particulier son activité fermentaire, sont conditionnées par le patrimoine héréditaire de la souche et par la valeur nutritive du milieu de culture. Or des travaux récents ont fait apparaître le rôle de la nature chimique de certains constituants nucléaires et cytoplasmiques qui semblent déterminer les caractéristiques génétiques des levures, ainsi que leur activité métabolique et enzymatique.

L'acide désoxyribonucléique (A. D. N.) constitue l'élément essentiel des chromosomes et tend de plus en plus à être considéré comme le support chimique des caractères héréditaires; chaque gène serait constitué par une macromolécule particulière d'un A. D. N. ([1]). En outre, l'aptitude à la fermentation d'un sucre donné serait sous la dépendance d'un gène spécifique ([2]). De son côté, l'acide ribonucléique (A. R. N.) participe sans doute activement au métabolisme cellulaire. Des granules riches en enzymes

(3) *The Katamorphism of Igneous rocks under humid tropical conditions*, Harpenden, 1934.

(1) Boivin, *C. R. Soc. Biol.*, 142, 1948, p. 1258.

(2) C. Lindegren et G. Lindegren, *Proc. Nat. Ac. Sc. U. S. A.*, 35, 1949, p. 23.

et A. R. N. joueraient un rôle capital dans la synthèse des protéines ([3]). L'activité de la cellule de levure apparaît donc liée à l'A. R. N. et à l'A. D. N.

L'étude rapportée ici a trait à l'évolution des acides nucléiques d'une levure de boulangerie en relation avec son activité fermentaire au cours de sa culture industrielle sur moût de mélasses, l'azote et le phosphore étant fournis sous forme minérale. Les prélèvements ont été faits sur quatre générations sucessives (G_1 à G_4) et pour chacune on a déterminé l'azote et le phosphore totaux, l'A. R. N. et l'A. D. N. selon la technique de Schmidt-Thannhauser récemment appliquée aux levures ([4]) ainsi que l'activité fermentaire par mesure du CO_2 dégagé en milieu synthétique et comparativement sur pâte au zymotachygraphe de Chopin. Conformément au procédé industriel dit « aéro-levure », l'intensité d'aération du milieu a été croissante de G_1 à G_4. Les quantités de levure récoltées à chaque génération permettent d'établir un facteur (poids final-poids initial/poids initial) qui, rapporté a une durée de culture d'une heure, traduit l'activité de synthèse moyenne des cellules. Ce facteur décroît de G_1 (0,62) à G_4 (0,28).

Les résultats obtenus, exprimés en grammes pour 100 g de levure sèche, montrent que : 1° Les teneurs en azote (de 10,67 à 7,42) et en phosphore (de 2,01 à 1,37) sont d'autant plus faibles que l'aérobiose du milieu est plus marquée et décroissent parallèlement, la valeur du rapport N/P restant sensiblement constante au cours de la culture. 2° Le taux en A. R. N. décroît d'environ 25 % (de 10 à 7,77) alors que celui en A. D. N. évolue en sens inverse et subit un accroissement d'environ 35 % (de 0,196 à 0,298). Le rapport A. R. N./A. D. N. diminue dans ces conditions de moitié (de 51 à 26). 3° Le pouvoir fermentaire (exprimé en centimètres cubes de CO_2 dégagé à 0°C et 760 mm Hg par mg de levure sèche après 6 heures) semble croître proportionnellement aux conditions d'aérobiose du milieu de culture et est sensiblement doublé à la dernière génération (de 0,54 à 1,06). Quelle est la signification de ces résultats ?

Caspersson et coll., Brachet et Jeener, ont déjà signalé que la teneur élevée des levures en A. R. N. est l'indice d'une synthèse active des protéines. L'évolution parallèle des protéines et de l'A. R. N. au cours de la culture suppose en effet une relation étroite entre ces constituants. Leur diminution progressive peut être reliée d'autre part à l'abaissement de la concentration du milieu en ions PO_4^{-} et NH_4^{+}, ainsi qu'il ressort des travaux de Di Carlo et coll. ([5]).

L'accroissement de l'A. D. N. témoigne d'un accroissement du nombre des noyaux et par suite du nombre des cellules; sa vitesse de synthèse, décrois-

([3]) Jeener et Brachet, *Enzymologia*, **11**, 1943-1945, p. 222.

([4]) Bourdet, Mandel et Guillemet, *Comptes rendus*, **232**, 1951, p. 756.

([5]) Di Carlo, Shultz et Fischer, *Arch. Bioch.*, **20**, n° 1, 1949, p. 90.

sante de G_1 à G_4 se révèle en outre sensiblement proportionnelle au facteur précédemment défini, traduisant l'activité de synthèse de la levure, et exprime en quelque sorte la vitesse de multiplication cellulaire. L'augmentation de l'A. D. N. par unité de poids serait aussi l'indice d'une diminution de la masse cellulaire et par suite de la formation de cellules jeunes de petite taille. D'autre part, le fait que la synthèse de l'A. D. N. est la plus rapide pour les générations à teneur élevée en A. R. N. confirme les observations des auteurs précités, selon lesquelles une forte concentration du cytoplasme en A. R. N. est l'indice d'une croissance active et d'une formation rapide de cellules nouvelles. Enfin l'abaissement continu du rapport A. R. N./A. D. N. témoigne sans doute d'une diminution correspondante de l'aptitude des cellules de levure à la synthèse des protéines que remplace progressivement une synthèse croissante des constituants glucidiques.

Quant à l'activité fermentaire, indépendante des teneurs en azote et en phosphore, dont le rapport reste constant, elle varie en raison inverse du rapport A. R. N./A. D. N. et de la teneur en A. R. N.

PHYSIOLOGIE. — *Sur la nature de la « thyroxine active ». La thyroxamine renforce, sans temps de latence, l'action de l'adrénaline sur l'intestin isolé.* Note (*) de Mme **Odette Thibault** et Mlle **Andrée Lachaze**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

La thyroxine n'exerce son action de catalyseur des oxydations ou de *sensibilisateur* aux effets de l'adrénaline qu'après un temps de latence correspondant à la durée de sa transformation dans l'organisme en une substance active dont la nature est inconnue.

Les recherches de l'un de nous sur les effets sensibilisateurs de la thyroxine [1] ont montré la possibilité d'effectuer la transformation *in vitro* par des tissus isolés, notamment par la muqueuse intestinale. Ces travaux nous ont conduits à l'étude de l'isolement et de l'identification de la « thyroxine active » obtenue par action de la muqueuse sur la thyroxine à 37°. Le test de l'activation qui nous permet de suivre la marche des opérations est celui décrit par l'un de nous [1], à savoir le renforcement de l'effet inhibiteur de l'adrénaline sur l'intestin isolé de Lapin éthyroïdé. Par une méthode qui fera l'objet d'une publication prochaine, nous obtenons des préparations pures, très stables, actives jusqu'à des concentrations de l'ordre de 10^{-12}.

Sur ces préparations, nous avons commencé l'identification de la substance

(*) Séance du 19 mars 1951.

(1) O. Thibault, *Archiv. Sc. Physiol.*, **1**, 1948, p. 459; *Ann. Endocrin*, **11**, n° 3, 1950, p. 212.

présente. La première hypothèse dont nous avons examiné le bien-fondé correspondait à la conception classique de la forme active de l'hormone thyroïdienne : la thyroxine serait engagée dans un peptide. Mais cette hypothèse a dû être rejetée, la chromatographie sur papier ne donnant aucun des résultats qu'impliquait cette forme de combinaison : pas d'image caractéristique d'un peptide avant hydrolyse, pas d'aminoacides libres après hydrolyse acide, barytique ou trypsique. Cependant, le chromatogramme de notre préparation non hydrolysée nous fournissait de précieuses indications : il ne donne pas la tache caractéristique de la thyroxine, mais une tache occupant une place voisine, se colorant en jaune au lieu du violet par action de la ninhydrine. Nous étions ainsi conduits à l'hypothèse que la substance active provenait d'une simple modification de la molécule portant sur la chaîne latérale, et que cette modification consistait en la disparition de la fonction aminoacide. Prenant d'autre part en considération les caractères de solubilité des préparations purifiées auxquelles nous aboutissions (insolubilité dans l'eau et dans la plupart des solvants organiques, solubilité en milieu acide et non alcalin contrairement à la thyroxine) nous avons envisagé que le produit actif pourrait être la *thyroxamine*, substance synthétisée par Harington en 1928, en même temps qu'une série d'autres dérivés de la thyroxine. La présence, dans la muqueuse intestinale, d'une aminoacide-décarboxylase venait encore à l'appui de cette hypothèse : lors du séjour à 37° de la thyroxine en présence de muqueuse, on aurait la réaction :

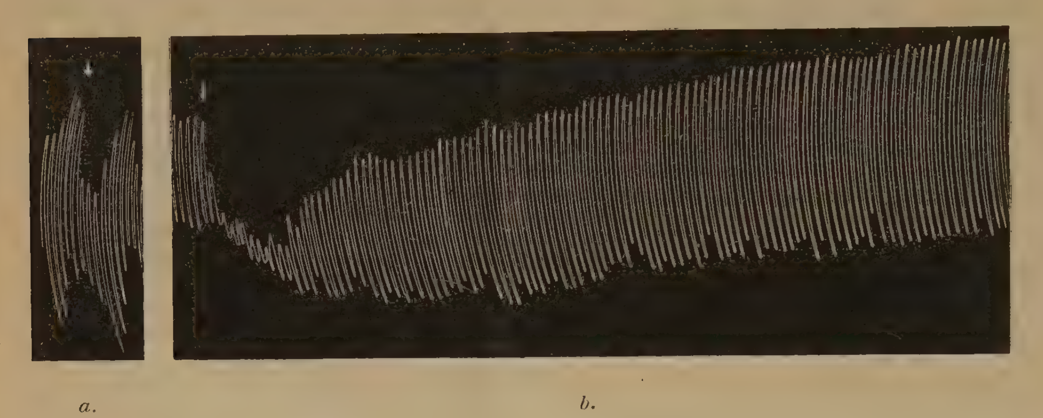
$$\mathrm{OH}\langle\,\overset{\mathrm{I}}{\underset{\mathrm{I}}{\bigcirc}}\,\rangle\text{—O—}\langle\,\overset{\mathrm{I}}{\underset{\mathrm{I}}{\bigcirc}}\,\rangle\mathrm{CH_2—CH\,NH_2—CO\,OH}$$

$$\rightarrow \mathrm{OH}\langle\,\overset{\mathrm{I}}{\underset{\mathrm{I}}{\bigcirc}}\,\rangle\text{—O—}\langle\,\overset{\mathrm{I}}{\underset{\mathrm{I}}{\bigcirc}}\,\rangle\mathrm{CH_2—CH_2NH_2 + CO_2}.$$

Avant de procéder à l'identification de notre préparation active purifiée avec la thyroxamine, nous avons essayé l'activité biologique d'un échantillon synthétique de cette substance que le Professeur Harington a mis à notre disposition. Nous avons constaté que la thyroxamine donne *sans temps de latence* l'image caractéristique du renforcement de l'action de l'adrénaline (*voir* figure) décrite par l'un de nous et retrouvée fidèlement avec nos préparations : à savoir, augmentation de la grandeur de l'inhibition et surtout de sa durée, effet secondaire de remontée prolongée au-dessus du niveau normal analysé par Minz et Thibault ([2]). Les doses de thyroxamine nécessaires se sont toutefois montrées supérieures à celles de

([2]) *Archiv. Sc. Physiol.*, **111**, 1949, p. 61.

notre préparation purifiée (seuil : 10^{-10}). Nous attribuons cette différence aux grandes difficultés de solubilisation du produit pur de synthèse. Mais il n'est pas exclu que la thyroxine subisse, outre la décarboxylation, une modification portant sur le noyau qui augmenterait son activité (telle qu'une



a. *b.*

Renforcement par la thyroxamine de l'effet inhibiteur de l'adrénaline sur l'intestin isolé de Lapin éthyroïdé : *a*, effet de $0^{cm^3},2$ d'adrénaline 10^{-5} seule; *b*, effet de la même dose immédiatement après addition de 1^{cm^3} de thyroxamine synthétique 10^{-6}.

méthylation par exemple). L'analyse chimique du produit présent dans nos préparations répondra à cette question. Par ailleurs, nous avons entrepris des recherches pour savoir si la thyroxamine est également susceptible d'augmenter les oxydations de l'animal sans temps de latence, ce qui permettrait de dire que c'est sous la même forme active que la thyroxine intervient dans ces deux types d'action biologique.

En conclusion : la thyroxamine synthétique exerce, sur l'intestin isolé, une action analogue à celle des préparations de « thyroxine active » obtenues par action de la muqueuse intestinale sur la thyroxine : elle renforce, sans temps de latence, l'effet inhibiteur de l'adrénaline. Il y a donc lieu de croire que c'est sous cette forme que la thyroxine exerce son action sensibilisatrice.

EMBRYOLOGIE. — *Sur le plan de la croissance biochimique de l'embryon de Poulet. L'édification des constituants phosphorés.* Note (*) de M. **Jacques Gayet**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

L'édification des principales formes de phosphore de l'embryon de Poulet, au cours de son développement, obéit aux lois d'*allométrie* (Teissier) ou d'*hétérauxèse* (Needham), et confirme la notion de croissance biochimique.

Nos études actuelles sur le métabolisme du phosphore au cours du

(*) Séance du 19 mars 1951.

développement embryonnaire du Poulet nous ont amené à envisager le problème du rapport existant entre la synthèse des principales formes de phosphore tissulaire et la croissance pondérale de l'embryon. Ce rapport ayant été considéré antérieurement par Teissier ([1]) puis par Needham ([2]), pour le phosphore lipidique et pour le phosphore minéral.

Tous nos résultats se rapportent à des embryons appartenant à la race « Wyandotte »; l'incubation se faisant à une température de 38-39° C, en présence d'une humidité relative de 42 %. Les expériences s'échelonnent du cinquième au vingtième jour de développement.

Les quatre principales formes de phosphore suivantes ont été évaluées, par la technique classique de Schneider ([3]), sur la totalité de l'embryon privé de ses annexes : le phosphore minéral orthophosphorique, le phosphore organique acido-soluble, le phosphore lipidique et le phosphore nucléique total.

Nous donnons la représentation graphique, en coordonnées logarithmiques, de l'évolution du poids de chacune des quatre formes de phosphore précitées en fonction du *poids frais* de l'embryon.

Nous pouvons dégager les résultats suivants.

Le *phosphore minéral* (graphique I) s'édifie en deux phases : les deux droites figuratives de cette croissance sont séparées par une discontinuité correspondant à un poids frais d'embryon de $5^g,60$, les coefficients d'hétérauxèse de ces deux périodes étant respectivement : 1,09 et 1,24.

Le *phosphore organique acido-soluble* (graphique II), le *phosphore lipidique* (graphique III) et le *phosphore nucléique total* (graphique IV) offrent une croissance continue durant tout le développement, les coefficients d'hétérauxèse étant respectivement : 1,23, 1,11 et 1,20.

Ces résultats montrent, tout d'abord, que les quatre formes de phosphore envisagées possèdent une croissance allométrique positive (« tachyauxetic »). En ce qui concerne, plus particulièrement, les orthophosphates, la discontinuité qu'ils présentent dans leur évolution coïncide, chronologiquement, vers le treizième jour, avec un des deux points critiques que nous avons enregistrés dans l'étude de la croissance globale de l'embryon, cette dernière étant superposable à celle décrite antérieurement ([4]). Mais il y a plus. Cette discontinuité, qui marque le départ d'une synthèse accrue du phosphore minéral tissulaire, coïncide également, chronologiquement, avec l'apparition

---

([1]) *Les lois quantitatives de la croissance*, Paris, 1937, 1 vol.

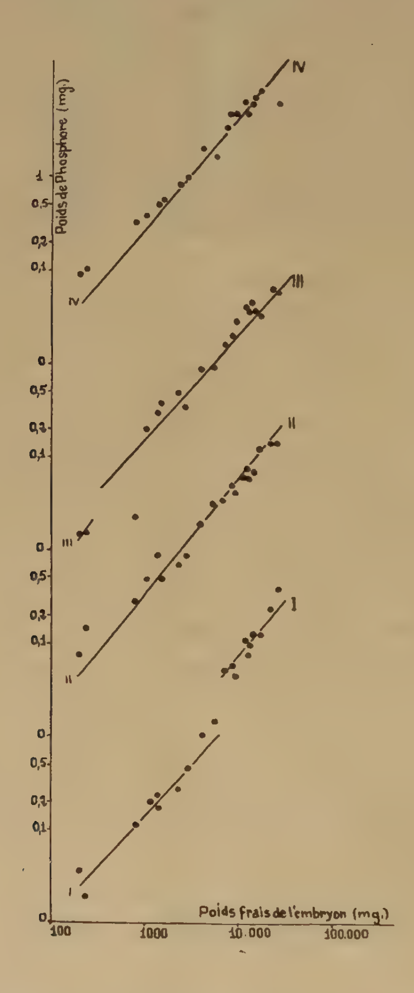
([2]) *Biochemistry and Morphogenesis*, Cambridge, 1942, 1 vol.

([3]) *J. Biol. Chem.*, **161**, 1945, p. 293.

([4]) L. Vaugien, *Comptes rendus*, **225**, 1947, p. 202.

de l'ion calcium dans le corps embryonnaire ([5]). Ce point critique du treizième jour marquerait bien le début de l'ossification.

Les résultats que nous avons obtenus pour le phosphore lipidique indiquent que le coefficient d'hétérauxèse a une valeur plus élevée ($\alpha = 1,38$), pour le stade du cinquième jour, que celui que nous avons déterminé pour le reste de la croissance. Les travaux en cours, limités aux premiers stades de la vie embryonnaire, devront nous apporter des précisions sur ce sujet.



La notion de croissance biochimique, telle que l'ont conçue Teissier ([1]) et Needham ([2]), se vérifie parfaitement pour les principaux constituants phosphorés de l'embryon de Poulet; les coefficients d'hétérauxèse obtenus par le calcul à partir des résultats expérimentaux sont des constantes de croissance.

([5]) R. H. A. Plimmer et J. Lowndes, *Biochem. J.*, 18, 1924, p. 1163; W. R. Mankin, *Med. J. Austral.*, 16, 1929, p. 916.

CHIMIE PHYSIOLOGIQUE. — *Le sort des radicaux méthoxy au cours de la digestion des pectines et lignines par les Bovins.* Note de MM. **André François**, **André-M. Leroy** et Mlle **Geneviève Lery**, présentée par M. Maurice Javillier.

Les auteurs mesurent la disparition des radicaux OCH_3 des pectines et lignines au cours de la digestion des Bovins. La déméthoxylation des pectines est plus grande que celle des lignines. Les auteurs font l'hypothèse que les radicaux OCH_3 participent à la formation du méthane dans le tube digestif des Ruminants.

Lignines et pectines possèdent des groupements OCH_3. Csonka, Phillips et Jones [1] montrent que, chez la Vache, 37 % de ces radicaux liés aux aliments ingérés ne se retrouvent pas dans les fèces. Bondi et Meyer [2] estiment que l'indice de méthoxy de la lignine extraite des fèces est inférieure de 25 % environ à celui de la lignine extraite des aliments correspondants. Cependant, ils trouvent ultérieurement [3], ainsi que Forbes et Garrigus [4], que le taux de méthoxy de la lignine extraite des aliments et des fèces qui en dérivent est identique. Par ailleurs, les microbiologistes montrent que certains microorganismes du sol provoquent des transformations de la lignine; plusieurs, dont Waksman [5], observent que la décomposition anaérobie de la lignine provoque une diminution du taux de radicaux méthoxy. D'après Boruff et Buswell [6] les produits finaux de la décomposition sont du méthane et de l'anhydride carbonique.

Dans nos recherches, nous mesurons la grandeur de la disparition des radicaux — OCH_3 totaux, mais, en outre, nous distinguons les radicaux liés aux pectines de ceux liés aux autres molécules. La méthode de dosage de G. Bertrand et G. Brooks [7] permet cette discrimination.

Les animaux utilisés sont deux bœufs. Un dispositif particulier permet de séparer complètement les urines et les fèces, dont une partie aliquote est soumise à l'analyse. Le taux des radicaux méthoxy totaux est dosé par la méthode de Zeisel. La différence entre les OCH_3 totaux et les OCH_3 des pectines permet de calculer le taux des radicaux — OCH_3 attribuables en première approximation, à la lignine. Les animaux sont soumis successivement à différents régimes en six périodes d'une durée de 10 jours chacune. Une correction est apportée pour la quantité de nourriture refusée. La répartition des radicaux méthoxy est, par exemple, la suivante :

---

(1) *Journ. Biol. Chem.*, **85**, 1929, p. 65.
(2) *J. Agr. Sc.*, **33**, 1943, p. 123.
(3) *Bioch. J.*, **43**, 1948, p. 348.
(4) *J. Anim. Sc.*, **9**, 1950, p. 537.
(5) *J. Am. Chem. Soc.*, **56**, 1934, p. 1225.
(6) *J. Am. Chem. Soc.*, **55**, 1934, p. 886.
(7) *Ann. Agron.*, **10**, 1940, p. 349.

	Grammes par 100 g de matière sèche.			
	OCH_3 totaux.	OCH_3 provenant des pectines.	OCH_3 provenant des lignines.	OCH_3 des pectines % des OCH_3 totaux.
Foin de luzerne	3,10	0,30	2,80	9,7
Pulpe de betteraves désséchée	2,37	1,61	0,76	67,9
Son de blé	0,61	0,07	0,54	11,4
Refus de foin	3,30	0,27	3,03	8,1
Fèces correspondant au foin	3,72	0,08	3,64	2,1

Nous avons calculé, par la méthode des bilans, la quantité de radicaux méthoxy qui disparaissent au cours de la digestion (Tableau suivant) :

	Radicaux méthoxy disparus en pour 100 des		
	OCH_3 totaux.	OCH_3 des pectines.	OCH_3 des lignines.
Période I (foin de luzerne).			
Animal R	44,9	88,5	40,7
» N	52,8	90,0	49,0
Période II (foin de luzerne + pulpe de betterave désséchée).			
Animal R	55,9	94,0	44,4
» N	54,0	95,1	39,9
Période III (foin de luzerne + son de blé).			
Animal R	54,5	85,5	51,8
» N	42,5	75,5	39,5
Période IV (foin de luzerne + son de blé).			
Animal R	50,1	90,2	46,0
» N	47,5	85,8	42,9
Période V (foin de luzerne).			
Animal N	54,7	88,2	52,6
Période VI (foin + pulpe + son).			
Animal R	67,5	83,8	62,0
» N	62,5	83,0	56,2
Moyenne générale	53,45	87,00	48,95

Il disparaît un peu plus de 50 % des radicaux méthoxy totaux et plutôt un peu moins de 50 % des méthoxy des lignines au cours de la digestion. Les radicaux $-OCH_3$ des pectines sont plus labiles, puisqu'ils disparaissent dans la proportion de 90 %. Ces résultats diffèrent de ceux de Forbes et

Garrigus; le désaccord provient du fait que ces auteurs étudient la composition de la lignine extraite par l'acide sulfurique. En dosant les radicaux —OCH_3 dans les lignines extraites du foin de luzerne et des fèces correspondants, nous trouvons respectivement 10,5 et 10,6 %. En revanche, si l'on calcule le taux de méthoxy dans la lignine *in situ* en dosant d'une part, la lignine et d'autre part le taux des radicaux —OCH_3 du produit brut, on obtient 17,8 % dans le cas du foin, 14,4 % seulement dans le cas des fèces. L'emploi de l'acide sulfurique provoque une perte de radicaux —OCH_3. Le sort des radicaux —OCH_3 des lignines et pectines est donc différent. Les radicaux liés aux pectines disparaissent dans la proportion de 90 %, c'est l'ordre de grandeur de la digestibilité de ces substances chez les brebis, d'après A. Michaux ([8]).

En raison de sa déméthoxylation, la lignine peut présenter une digestibilité apparente de 8 % dans le cas de foin de luzerne, tandis que la disparition d'une fraction aromatique de la molécule entraînera une perte de l'ordre de 20 %. Nous recherchons si les radicaux —OCH_3 participent à la formation du méthane apparu au cours de la digestion chez les Ruminants.

MICROBIOLOGIE. — *Effets produits par la phagocytose de bacilles de Koch et par un de leurs constituants lipopolysaccharidiques sur le tactisme leucocytaire* in vitro. Note (*) de Mlle **Nine Choucroun**, M. **Albert Delaunay**, Mlle **Suzanne Bazin** et M. **Roger Robineaux**, présentée par M. Gaston Ramon.

La phagocytose du bacille de Koch par les polynucléaires et l'effet toxique exercé sur ces cellules par les germes phagocytés sont des faits connus depuis longtemps.

Étudiant le pouvoir migrateur des polynucléaires dans un gel de plasma, M. Allgöwer et H. Bloch ont montré récemment que la phagocytose par ces leucocytes de bacilles de Koch *virulents*, vivants ou tués, inhibe leur migration ([1]). Cette inhibition serait due, selon Bloch ([2]), à la présence dans les bacilles virulents d'une substance lipidique isolée par lui.

Utilisant la technique de ces auteurs, nous avons pu vérifier ces résultats, mais nous avons constaté que l'inhibition de la migration leucocytaire *in vitro* se produisait également après phagocytose de germes non virulents et que la substance lipidique de Bloch pouvait être extraite de souches non virulentes. L'inhibition de la migration leucocytaire par phagocytose de bacilles de Koch n'est donc pas une propriété spécifique des bacilles virulents.

([8]) *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 1034.

(*) Séance du 19 mars 1951.

([1]) M. Allgöwer et H. Bloch, *Am. Rev. Tub.*, 59, 1949, p. 562.

([2]) *J. Exp. Med.*, 91, 1950, p. 197.

Nous avons pensé qu'il serait intéressant d'étudier le mécanisme de cette inhibition par la méthode d'examen du tactisme découverte par J. Comandon ([3]) et utilisée depuis lors par A. Delaunay et ses collaborateurs ([4]). Cette méthode consiste à déposer des leucocytes sur une lame recouverte de grains d'amidon de pomme de terre fixés par dessiccation. On recouvre cette goutte d'une lamelle lutée à la paraffine, puis on place la lame à l'étuve à 37° pendant une heure, avant d'observer au microscope. Lorsque le tactisme est normal, les cellules vont s'accoler aux grains d'amidon; dans le cas opposé, le phénomène d'accolement ne se produit pas.

Nous avons étudié par cette méthode (qui a l'avantage de permettre en outre un examen microscopique de l'état des cellules) l'action, sur les polynucléaires de cobayes, de la phagocytose :

1° de bacilles de Koch des souches H37 R*v* (virulents) et H37 R*a* (avirulents), vivants ou tués par la chaleur.

2° du lipopolysaccharide Pmko, isolé par N. Choucroun du bacille tuberculeux ([5]).

Des polynucléaires provenant d'un exsudat inflammatoire de cobayes sont mis en suspension dans l'eau physiologique à une concentration d'environ 15 000 leucocytes par millimètre cube. A 2^{cm^3} de cette suspension, on ajoute un volume égal de suspensions isotoniques de bacilles de Koch ou de lipopolysaccharide Pmko, contenant respectivement 1500 à 3000 millions de bacilles ou 1 à 2^{mg} de Pmko par centimètre cube. Ces mélanges, ainsi qu'une suspension leucocytaire témoin, sont maintenus 1 heure à 37° avec une faible gitation, puis séparés chacun en deux fractions égales.

Sur l'une de ces fractions on fait immédiatement un examen de la phagocytose (par étalements sur lames et coloration au Ziehl) et une étude du tactisme leucocytaire. Sur l'autre fraction les mêmes examens seront faits, mais après un temps de conservation à 4° de 16 à 18 heures.

Résultats : La *phagocytose* des bacilles de Koch, virulents ou non, vivants ou tués, se produit avec une intensité qui dépend de la richesse en germes des suspensions et du temps de contact des germes avec les polynucléaires. Nous avons observé, de plus, que les germes avirulents étaient plus aisément phagocytés que les germes virulents.

L'inhibition du tactisme leucocytaire se produit après phagocytose de bacilles virulents ou non, vivants ou tués; cette abolition du tactisme est particulièrement marquée dans les préparations contenant un nombre élevé de cellules chargées de bacilles de Koch. Cependant, on peut observer que l'inhibition du tactisme d'un leucocyte se produit pour un nombre de germes phagocytés moins élevé dans le cas des bacilles virulents que

---

([3]) *Ann. Institut Pasteur*, **34**, 1920, p. 1.

([4]) *Ann. Institut Pasteur*, **70**, 1944, p. 372; **72**, 1946, p. 458, etc.

([5]) *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 1757; **210**, 1940, p. 511; **223**, 1946, p. 104; *Am. Rev. Tub.*, **3**, 1947, p. 203; *Tuberculology*, **2**, 1949, p. 25.

dans le cas des bacilles avirulents. Cette observation suggère que l'inhibition exercée par les bacilles de Koch phagocytés est due, non pas à un constituant spécifique des bacilles virulents, mais à un constituant contenu en proportion plus grande dans les germes virulents.

La phagocytose du lipopolysaccharide Pmko par les polynucléaires, dont l'intensité semble également dépendre de la concentration et du temps de contact du Pmko avec les phagocytes, *entraine une inhibition du tactisme comparable à celle produite par les bacilles virulents.* Cette action inhibitrice et le fait que le constituant Pmko peut être extrait du bacille en quantités d'autant plus grandes que la virulence de celui-ci est plus forte (6) laissent penser que ce constituant est peut être, au moins en partie, responsable de l'action toxique exercée sur les polynucléaires par les bacilles de Koch ingérés.

La perte du pouvoir chimiotactique s'accompagne de *modifications cytologiques* apparaissant dans l'ordre suivant : 1° persistance d'une certaine activité pseudopodique, malgré l'abolition de la mobilité; 2° arrondissement de la surface cellulaire; 3° aspect granuleux et hydrophilie du cytoplasme; 4° visibilité du noyau.

La séance est levée à 15 h 20 m.

L. B.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de février 1951.

L'Institut national de la statistique et des études économiques pour la Métropole et la France d'Outre-Mer. Paris, Imprimerie nationale, 1950; 1 fasc. 26cm.

Toxicologie moderne, par Roger Douris. Deuxième édition. Paris, Vigot frères, 1951 ; 1 vol. (présenté par M. M. Delépine).

Academia republicii populare romåne. *Buletin stiintific. Seria : Matematicŭ, Fizica, Chimie.* Tomul II, n° 8, 1950. Extras. *Exceptiuni la regulele care dau multimea si continuitatea integralelor ecuatiilor cu derivate partiale prin conditii la limite,* de Constantin Popovici; 1 fasc. 24cm,5.

Primer congreso nacional de pesquerias maritimas e industrias derivadas mar des Plata, 24-29 *octubre* 1949. Tomo I. *Recomendaciones.* Tomo II. *Trabajos presentados.* Buenos-Aires, Imprenta y casar editora Coni, 1950; 2 vol. 24cm,5.

---

(6) J. Asselineau et E. Lederer, *Comptes rendus,* 230, 1950, p. 142.

Atti del primo convegno internazionale di meteorologia alpina. Milano-Torino, 20-23, IX, 1950. Milano, Istituto geofisico italiano; 1 fasc. 24cm,5.

Études sur la fabrication de l'alumine par l'aluminate de calcium, par HONORÉ THIBON. Paris, Cie Pechiney, 1950; 1 fasc. 26cm,5.

Résumé des études et bibliographie méthodique des publications scientifiques de HENRI MURAOUR. Extrait du *Mémorial de l'Artillerie française,* 1950, 3e fascicule. Paris, Imprimerie nationale, 1950; 1 fasc. 23cm,5.

Un organisateur de la Victoire. Prieur de la Côte-d'Or, membre du Comité de salut public, par GEORGES BOUCHARD. Paris, Librairie historique R. Clavreuil, 1946; 1 vol. 22cm.

Annuaire astronomique et météorologique Camille Flammarion, publié par l'OBSERVATOIRE DE JUVISY. Paris, Flammarion, 1951; 1 vol. 18cm.

Université de Lyon. *Journée Victor Grignard, 13 mai* 1950. Extrait des *Annales de l'Université de Lyon.* Fascicule spécial. *L'Université de Lyon en* 1949-1950 (présenté par M. Ch. Dufraisse).

Traité de matériaux de construction, par MARIUS DURIEZ. T. I et II. Paris, Dunod, 1950; 2 vol. 27cm,5 (présenté par M. A. Caquot).

Comité international des poids et mesures. Procès-verbaux des séances. Deuxième série. T. XXII. Session de 1950. Paris, Gauthier-Villars, 1950; 1 fasc. 22cm.

Un grand chimiste français. Le chimiste Thenard, 1777-1857, par PAUL THENARD. Avec introduction et notes de GEORGES BOUCHARD. Dijon, Imprimerie Jobard, 1950; 1 vol. 28cm,5.

Carte des précipitations, publiée par le GOUVERNEMENT TUNISIEN. Protectorat français, dressée par HENRI GAUSSEN et A. VERNET. *Tunisie,* au 1/500 000. Feuilles I et II. Paris, Institut géographique national, 1948; 2 feuilles 104cm,5 × 74cm.

Que sais-je? La méthode statistique dans l'industrie, par ANDRÉ-G. LAURENT. Paris, Presses universitaires de France, 1950; 1 vol. 17cm,5.

Ministère de la Marine. Service central hydrographique. *Rapport sur les observations faites par le « Commandant Charcot » au cours de sa croisière dans l'Antarctique durant l'été austral* 1948-1949, par MAX DOUGUET. Paris, 1950, 1 vol. polycopié 27cm,5 (présenté par M. G. Durand-Viel).

Official document Book New York State Freedom Train. Distributed by The New York State library. Albany, 1950; 1 vol. 31cm.